THESE de Doctorat d'Etat Es Science Physique

présentée

à la Faculté des Sciences de PARIS VI

par Jacques TOCQUEVILLE

pour obtenir
le grade de Docteur Es - Sciences

Sujet : Mesure des sections efficaces différentielles élastiques $\pi^- p$ entre 0,875 et 1,58 GeV/c

Soutenue le 18-2-1972 devant la Commission d'examen

Président: M. F. PERRIN
M.M. E. ARNOUS, A. ASTIER, J. F. DETOEUF, M. CROZON
Examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548027_0019

THESE de Doctorat d'Etat Es Science Physique

présentée

à la Faculté des Sciences de PARIS VI

par Jacques TOCQUEVILLE

pour obtenir
le grade de Docteur Es - Sciences

Sujet : Mesure des sections efficaces différentielles élastiques $\pi^- p$ entre 0,875 et 1,58 GeV/c

Soutenue le 18-2-1972 devant la Commission d'examen

Président : M. F. PERRIN
M.M. E. ARNOUS, A. ASTIER, J. F. DETOEUF, M. CROZON
Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

MESURE DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES ELASTIQUES $\pi^- p$ à 180° entre 0,875 et 1,580 GeV/c

°

° °

I - INTRODUCTION.

II - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

III - L'ANALYSE DES RESULTATS.

IV - L'INTERPRETATION PHENOMENOLOGIQUE DES RESULTATS.

V - CONCLUSION.

—

I - INTRODUCTION

Nous présentons ici les résultats d'une mesure des sections efficaces différentielles élastiques de la réaction $\pi^- p$ vers l'arrière entre 0,875 et 1,580 GeV/c d'impulsion du π^- incident dans le système du laboratoire. Cette expérience a été réalisée auprès du Synchrotron à protons de Saclay entre le mois de septembre 1968 et le mois de février 1969.

Ces dernières années on a mis en évidence un grand nombre de résonances π-nucléons vues soit directement, soit le plus souvent dans les analyses en déphasage des décompositions en ondes partielles des amplitudes de la diffusion π-nucléon. Pour que de telles analyses soient précises il est nécessaire de disposer de distributions angulaires bien déterminées jusqu'aux angles extrêmes. La plupart des distributions angulaires existantes ont été déterminées à l'aide de compteurs à scintillations qui ne donnent de résultats précis que dans les zones angulaires moyennes ($-0,9 < \cos < 0,9$) et pas à l'avant ni à l'arrière. Dans la zone d'énergie où nous avons effectué nos mesures, il n'existait que les points expérimentaux de Duke et al. [2] dont les mesures ne vont pas malheureusement au delà d'un angle de 165° vers l'arrière. Le système que nous avons employé, mettant en oeuvre des chambres à étincelles doit nous permettre d'obtenir des résultats précis aussi bien vers l'avant que vers l'arrière ($-1 < \cos < -0,94$ pour l'arrière).

D'autre part, on a remarqué que l'allure de la section efficace différentielle élastique à 180° était très sensible à la présence d'états

résonnants. Nos mesures doivent nous permettre de compléter vers les basses énergies les résultats obtenus strictement à 180° par Kormanyos et al. [1] entre 1,6 et 5 GeV/c. La plupart des modèles phénoménologiques ayant été construits sur la base des résultats de Kormanyos, nous espérons tester leur validité sur une zone d'énergie plus étendue vers les basses énergies.

Dans la première partie de l'exposé nous décrivons l'ensemble expérimental en insistant particulièrement sur la description des chambres à étincelles à magnétostriction et du calculateur en ligne. Ce système, s'il devient maintenant d'usage courant, présentait un certain nombre d'originalités lorsque nous l'avons mis au point en 1968. Dans la deuxième partie de l'exposé nous décrivons les méthodes permettant d'obtenir les sections efficaces à partir des données expérimentales brutes. En particulier, nous insistons sur la normalisation des résultats et la détermination des diverses incertitudes. Nous comparons ensuite nos mesures avec celles obtenues antérieurement par Duke et al [2] et postérieurement par Aplin et al [32] et Crabb et al [22]. Enfin, dans la troisième partie, après avoir fait un rappel succint des généralités des amplitudes de la diffusion π-nucléon, nous comparons nos résultats avec les prédictions des analyses en déphasage et de divers modèles phénoménologiques.

II - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - SCHEMA GENERAL.

2 - LE FAISCEAU.

3 - LA CIBLE A HYDROGENE.

4 - LES COMPTEURS.

5 - LES CHAMBRES A ETINCELLES.

6 - LA DIGITALISATION DES DONNEES.

7 - LE ROLE DU CALCULATEUR.

8 - LES PERFORMANCES DE L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL.

9 - LE DEROULEMENT TEMPOREL D'UNE PERIODE DE MESURE.

La section efficace différentielle élastique de la réaction $\pi^- p$ à un angle θ donné s'obtient à l'aide d'un faisceau de π^- incidents interagissant sur une cible à hydrogène liquide, elle se représente par l'expression :

$$(1) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta) = \frac{N_{ev}}{N_{ine}} \cdot \frac{1}{\mathcal{N}.\rho.e} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega}$$

où N_{ev} est le nombre d'événements élastiques dans l'intervalle angulaire considéré.

N_{ine} est le nombre de π^- incidents.

$\Delta\Omega$ est l'angle solide correspondant à l'intervalle angulaire étudié.

$\mathcal{N}$ est le nombre d'Avogadro.

ρ est la densité de l'hydrogène (0,0708 g/cm^3).

e est la longueur de la cible (39,7 cm).

Nos mesures étant faites strictement vers l'arrière, il n'est pas nécessaire de considérer la diffusion coulombienne, importante seulement pour les petits angles de diffusion.

L'expression (1) n'est exacte que si le faisceau incident ne comporte que des π^-.

1 - Schéma général.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 1. Le faisceau à double analyse focalise les particules au centre de la cible à hydrogène. Les π^- incidents sont définis au moyen des compteurs S_1, S_2, S_3, $\bar{S}_4$ et des chambres à étincelles CE 1 et CE 2. Après interaction, le π^- diffusé est détecté par une batterie de scintillateurs R et sa trajectoire est mesurée à l'aide des chambres à étincelles CE 3 et CE 4 ; le proton projeté est détecté par la

batterie de scintillateurs P, sa trajectoire et son impulsion sont déterminées à l'aide des chambres à étincelles CE 5 et CE 6, et CE 7 et CE 8 encadrant un aimant d'analyse.

2 - Le faisceau.

Cette expérience a été réalisée auprès du Synchrotron à protons Saturne à Saclay. Un faisceau secondaire à double analyse a été mis en place pour focaliser des $\pi^{\pm}$ d'impulsion comprise entre 0,8 et 1,6 GeV/c. A chaque fin du cycle d'accélération les protons sont éjectés de l'anneau d'accélération et dirigés sur une cible externe en aluminium placée au centre d'un aimant, permettant la sélection des π^- émis à 0°. Le faisceau (figure 2) est composé de deux parties.

- La première partie comprend deux doublets quadrupolaires précédant le premier aimant d'analyse qui donne une déviation de 14°. Le faisceau converge à une image intermédiaire où l'on a placé un collimateur en plomb.

- La deuxième partie comprend une lentille, le deuxième aimant d'analyse donnant lui aussi une déviation de 14° et enfin un triplet quadrupolaire qui focalise les particules sur la cible à hydrogène.

A l'image intermédiaire le diaphragme et le compteur S_1 délimitent une bande d'impulsion Δp. Nous les avons ajustés de manière à obtenir un $\Delta p/p$ de 1,5 °/₀. Cette valeur a été choisie pour obtenir un flux de particules suffisant compte tenu de la précision que nous désirions obtenir.

Pour réduire la diffusion multiple des particules dans l'air, le faisceau circule dans un tube d'aluminium où règne un vide de quelques dixièmes de millimètres de mercure. Sur l'aire expérimentale, à cause de l'encombrement de l'appareillage, ce tube a été remplacé par un boudin de plastique rempli d'hélium partout où c'était possible.

L'impulsion des π^- a été étalonnée par la méthode du fil flottant avec une précision de $\pm$ 1 °/₀. Les valeurs obtenues ont été corrigées pour tenir compte des pertes en énergie par ionisation dans l'air, les compteurs, les chambres et la cible soit environ - 10 MeV/c.

Les seules autres particules qui sont contenues de façon appréciable dans le faisceau sont des électrons et des mésons μ^-. Ces particules sont bien identifiées par un Compteur Cerenkov à gaz et ne donnent pas lieu à une diffusion notable à grand angle. Le nombre de π^- incidents sera donc corrigé pour tenir compte de la contamination en μ^- et e^-.

3 - La cible à hydrogène.

La cible est constituée par un réservoir cylindrique de 10 cm de diamètre et de 39,7 cm de long. L'épaisseur totale des parois de Mylar de la cible interne, de l'écran thermique et de l'enceinte à vide est égale à 0,8 mm. Pour les mesures dites en cible vide on fait régner un vide de quelques dixièmes de millimètres de mercure dans l'enceinte de la cible. Pour assurer la constance de la densité de l'hydrogène liquide la pression est stabilisée à 0,7 mm de mercure près.

4 - Les Compteurs, la logique de déclenchement.

Les Compteurs se répartissent en deux groupes, ceux qui définissent le faisceau incident et ceux qui déterminent le type de l'interaction souhaitée.

a). Le télescope incident.

Le compteur S_1, placé à l'image intermédiaire, limite à l'aide d'un collimateur en plomb l'acceptance en impulsion du faisceau. Les compteurs S_2 et S_3 définissent le diamètre utile du faisceau avant la cible. Le nombre de

particules incidentes frappant la cible à hydrogène est donc défini par la mise en coïncidence des Compteurs S_1, S_2, S_3 et en anticoïncidence de S_4 (noté Pinc).

b). Définition du type souhaité d'interaction.

Les compteurs P, au nombre de cinq placés côte à côte (18 x 75 cm) détectent après analyse en impulsion les protons projetés. Les compteurs R détectent les π^- diffusés, cinq de ces compteurs sont placés côte à côte (16,5 x 80 cm), le sixième divisé en deux parties (36 x 10 cm) ménage au faisceau incident un passage sans détection. En effet, pour étudier l'interaction vers l'arrière, on doit se rapprocher au plus près de l'axe du faisceau. Un certain nombre de compteurs ont été placés en anticoïncidence : le compteur S_5 élimine les particules ayant traversé la cible sans interagir, les compteurs $\top$ éliminent les particules dont la trajectoire ne correspond pas à la zone d'acceptance de l'aimant d'analyse.

Les signaux provenant des compteurs R et P ne sont pas utilisés individuellement mais globalement à l'aide des mélangeurs R_m et P_m (circuit OU). Un événement est donc déterminé par la mise en cïncidence de P_{inc}, R_m, P_m et la mise en anticoïncidence des signaux issus de S_5 et $\top$ soit :

$$(S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \bar{S}_4) \cdot (R_1 + \ldots + R_6) \cdot (R_1 + \ldots + P_5) \cdot \bar{S}_5 \cdot \overline{\top}$$

L'emploi de chambres à étincelles a nécessité la mise en place de deux véto supplémentaires :

- un bloquage de l'électronique d'une durée de 10 ms après chaque événement pour couvrir le temps de récupération des chambres à étincelles.

- un signal d'inhibition d'une durée de 10 μs pour éviter les redéclenchements fortuits provoqués par les perturbations électromagnétiques consécutives

au claquage des étincelles.

La rigueur de cette logique liée à la faible épaisseur du compteur S_3 (2 mm) et des parois de la cible a permis d'obtenir un effet cible vide négligeable (moins de 1 °/₀ pour toutes les impulsions examinées).

5 - Les chambres à étincelles [4].

a). Le principe de fonctionnement (figure 3).

Schématiquement, une chambre à étincelles est constituée de deux plans conducteurs parallèles placés dans une enceinte remplie d'un gaz facilement ionisable. Lorsqu'une particule ionisante traverse le gaz, elle laisse tout le long de sa trajectoire les quelques électrons (une dizaine) qu'elle a arrachés aux molécules du gaz. Ces électrons restent libres un certain temps avant de se recombiner. Si on applique alors une différence de potentiel entre les deux plans, les électrons résiduels accélérés arrachent à leur tour des électrons aux molécules du gaz. Il se forme une avalanche électronique qui réalise un canal de plasma le long de la trajectoire de la particule. Ce plasma crée une zone de moindre résistance électrique telle que si la différence de potentiel appliquée est suffisante, une étincelle se produit le long de la trajectoire de la particule qui a traversé la chambre. Si, comme nous venons de le voir, le principe de fonctionnement est simple, sa réalisation pratique présente un certain nombre de difficultés.

- L'inhomogénéité du champ électrique au voisinage des bords de la chambre favorise les claquages d'étincelles parasites.

- Après la formation d'une étincelle la chambre reste longtemps polluée par les ions résiduels, qui constituent une nouvelle source d'étincelles parasites. Cette période de temps pendant laquelle la chambre ne peut pas fonctionner

dans de bonnes conditions est appelée temps mort de la chambre.

- L'ionisation du gaz le long de la trajectoire de la particule subsiste pendant un certain temps (mémoire de la chambre). Cette durée est très critique. En effet, le temps de mémoire doit être à la fois suffisamment bref pour donner une bonne résolution (séparation dans le temps de deux événements) et suffisamment long pour que le système de sélection de l'événement ait le temps de prendre sa décision et de la communiquer (déclenchement de la haute tension).

Dans les paragraphes suivants nous détaillerons les solutions que nous avons choisies pour résoudre ces difficultés.

b). Construction (figure 4).

Les chambres sont constituées de deux plans de fils parallèles collés sur un cadre de verre. Les fils (bronze phosphoreux, Ø 0,1 mm) sont espacés de 1 mm. Les fils d'une nappe sont perpendiculaires aux fils constituant l'autre nappe. La distance séparant les deux plans de fils est de 12 mm. Une légère ondulation des fils, qui accroît considérablement leur élasticité, permet d'éviter des déformations dues aux effets de la température. Chaque plan de fils comporte à l'une de ces extrémités un logement destiné à recevoir le détecteur à magnétostriction. Chaque chambre est fermée par deux feuilles de Mylar de 75 μ d'épaisseur. Comme nous l'avons signalé au paragraphe précédent, l'inhomogénéité du champ électrique au voisinage des bords de la chambre et surtout dans les angles crée des zones de claquage préférentiel. Pour réduire ces effets de bords, différents systèmes ont été essayés : déconnection des dix premiers et des dix derniers fils de chaque nappe, connection de ces mêmes fils par des résistances, etc... Le meilleur système consiste à placer entre les deux nappes une couronne intérieure de Mylar épais. Nos chambres n'étant pas conçues pour analyser des

étincelles simultanées (cf. paragraphe 5.C), les chambres CE 3 et CE 4 (figure 1) ont été munies d'un dispositif spécial : pour empêcher la formation d'étincelles dans la zone de passage du faisceau incident, on a placé à l'endroit incriminé et entre les deux nappes un masque de polystyrène expansé recouvert de Mylar.

c). Le fonctionnement.

Le gaz de remplissage est du néogal (néon 75 %, hélium 25 %). Pour réduire le temps mort de la chambre (élimination des ions résiduels) deux méthodes ont été simultanément employées.

- Application d'une tension continue et permanente de 50 à 100 volts entre les deux nappes.

- Mélange de quelques p p m de fréon 12 (CCl_2F_2) excellent accepteur d'électrons, au néogal employé.

Par ailleurs, un système de déclenchement classique (thyratron sec KN 22, maître éclateur à huit sorties synchrones éclateurs) permet de déclencher l'étincelle environ 350.10^{-9} s après le passage de la particule considérée.

d). La détection.

Parmi les divers procédés mis au point pour détecter l'étincelle dans une chambre nous avons choisi, pour des raisons de simplicité et d'économie, la magnétostriction. En effet, les procédés optiques nécessitent la mise en place de systèmes compliqués pour condenser les informations définissant un événement sur une seule photographie. L'analyse des clichés, même automatisés, est très longue. Ce système ne permet pas la mise en ligne de l'expérience sur un calculateur. D'autre part, les systèmes basés sur le basculement d'un tore de ferrite exigeant un tore par fil de chambre deviennent prohibitifs dès que les chambres

utilisent plusieurs milliers de fils, et à l'époque où cet ensemble fut conçu, les systèmes de tore étaient volumineux, et l'électronique associée très importante.

1 - Le principe de la détection par magnétostriction :

Le courant d'étincelles qui parcourt un ou plusieurs fils de la chambre provoque par son champ magnétique associé une striction mécanique dans un fil ferro-magnétique. Cette striction qui se propage à vitesse constante (vitesse du son dans le métal) peut être recueillie par effet inverse dans une petite bobine. Après détection, la striction mécanique est absorbée pour éviter les réflexions aux extrémités du fil. Pour obtenir un phénomène répétitif identiquement dans le temps, on doit maintenir une polarisation magnétique permanente du fil ferro magnétique au niveau de la bobine de détection. L'allure et l'amplitude du signal recueilli aux bornes du détecteur dépendant essentiellement des dimensions et du type de la bobine utilisée.

2 - Réalisation du détecteur (figure 5) :

Le fil ferromagnétique (Vacoflux 50, Ø = 0,2 mm) placé dans la rainure d'une barre de duralumin est maintenu par cette barre à proximité du plan de fil de la chambre. La bobine de détection placée à l'une des extrémités du fil ferromagnétique est entourée par deux petits aimants permanents qui maintiennent un champ magnétique constant de quelques dizaines de Gauss en son centre. L'amortisseur mécanique de la striction est constité par une plaquette de téflon en regard d'une plaquette de caoutchouc dur. Après de nombreux essais nous avons adopté une bobine moulée dans l'araldite et sans noyau (figure 6). Cette bobine comporte 110 spires de fils de cuivre (Ø = 0,07 mm) réparties sur une largeur de 1 mm et une épaisseur de 2 mm. Cette faible largeur permet d'obtenir un

temps de montée de 200 ns pour l'impulsion sortante, le grand nombre de spires et leur proximité du fil magnétostrictif permet d'atteindre une amplitude de quelques milli-volts. Les types de bobines couramment employés (quelques spires directement enroulées autour du fil détecteur) ne permettent pas de dépasser quelques centaines de micro-volt d'amplitude et 4 à 500 ns de temps de montée. La technique de construction des bobines mise au point par A. PATIOU [21] permet la fabrication de petits séries de bobines identiques entre elles.

Les perturbations électromagnétiques dues à la formation de l'étincelle durent un temps assez long (15 à 20 µs). Recueillies par le fil détecteur qui fait antenne elles ont tendance à recouvrir le signal recherché. Ce problème a été résolu sans allongement excessif de la longueur du fil de détection, par une mise à la masse soigneuse du fil de détection avant qu'il ne pénètre dans la bobine et l'établissement d'un blindage électrique autour du système détecteur. Sur la figure 7 nous montrons un ensemble de signaux obtenus dans ces conditions : la durée du bruit d'étincelle n'excède pas 3 µs.

3 - Les limitations du détecteur :

Basé sur les propriétés magnétiques d'un matériau donné, le fonctionnement du détecteur est gravement perturbé par la présence d'un champ magnétique extérieur. Un champ homogène intense qui porte l'élément feeromagnétique à saturation empêche la formation de la striction, un champ inhomogène de quelques centaines de gauss suffit à déformer, annuler ou faire changer de signe les signaux détectés. Nous avons rencontré ce problème avec les chambres CE 6 et CE 7 placées dans le champ de fuite de l'aimant d'analyse. Nous avons été amenés à construire un blindage magnétique (figure 8) de fer doux de 1 cm d'épaisseur disposé autour de la barre de détection.

e). La mesure des coordonnées de l'étincelle.

Par une déviation de la haute tension dans deux fils placés aux deux extrémités du plan de fils de la chambre on introduit deux signaux de référence fixes par rapport à la chambre. La bobine de détection reçoit ainsi trois signaux : deux signaux fixes appelés couramment signaux fiduciels encadrant le signal d'étincelle proprement dit. On peut de la sorte calculer la position de l'étincelle dans un référentiel fixe par la relation suivante :

$$X_E = X_A + \frac{D.(t_E - t_A)}{t_B - t_A}$$

où :

D est la distance entre les deux fils fiduciels,

$t_E - t_A$ est le temps qui s'écoule entre l'arrivée du premier signal fixe et l'arrivée du signal d'étincelle,

$t_B - t_A$ est le temps séparant les deux signaux fixes,

X_A est la position du fil fiduciel mesurée par triangulation le référentiel choisi.

Cette méthode présente l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance préalable de la vitesse de propagation de l'ébranlement magnétostrictif. En effet, cette vitesse est fonction de la structure du matériau, de sa tension et de sa température. Nous avons d'ailleurs constaté au cours de l'expérience que la vitesse mesurée était légèrement différente d'un détecteur à l'autre et même qu'elle variait au cours du temps (une oxydation progressive du fil magnétostrictif en était sans doute la cause). Elle permet également de vérifier le bon fonctionnement de l'appareil de mesure : si la vitesse obtenue est très différente de celle qu'on attend, on est amenés à soupçonner un mauvais fonctionnement dans le dispositif électronique.

Le système que nous venons de décrire ne permet pas de résoudre le problème des traces multiples. En effet, s'il se produit au moins deux étincelles dans la chambre, la détection les enregistre et nous fournit deux abscisses (x) et deux coordonnées (y). Mais nous sommes incapables, sans informations supplémentaires d'associer un x à un y. Un troisième plan de fils faisant un angle différent de 90° avec chacun des deux autres plans résoudrait le problème. Nous n'employons pas cette technique car la présence simpultanée de deux traces dans nos chambres ne peut etre qu'accidentelle.

6 - Digitalisation des données, le calculateur en ligne.

Comme il est désormais classique dans ce type d'appareillage les impulsions obtenues aux bornes de la bobine de détection sont successivement amplifiées, mises en formes, digitalisées et enfin enregistrées et traitées par un calculateur en ligne.

a). Amplification, mise en forme.

Placé directement aux bornes de la bobine un préamplificateur permet d'obtenir des signaux transportables par câble coaxial. De faible gain, il réalise essentiellement l'adaptation d'impédance de la bobine et de la ligne coaxiale. L'amplificateur placé dans la salle de mesure de l'expérience est linéaire à gain variable. Après amplification les signaux (figure 7) ont une amplitude variant de 800 mV à 1 volt avec un temps de montée de l'ordre de 200 ns. Au premier passage à zéro de l'impulsion (information en temps), la mise en forme émet un signal calibré (4 volts, 20 ns à la base). L'information en temps recueillie est ainsi rendue indépendante de la forme de l'amplitude du signal initial.

b). La digitalisation.

Les impulsions mises en forme sont synchronisées avec les signaux d'une

horloge (fréquence 20 megahertz) déclenchée par le premier signal à synchroniser. Les impulsions d'horloge sont comptées par une échelle binaire dont l'état instantané est lu en vol par les impulsions de magnétostriction synchronisées.

Les comptages successifs de signaux d'horloge lus en vol sont rangés selon leur ordre d'arrivée dans les différentes colonnes d'une mémoire tampon (tores de ferrite). Lorsque tous les signaux sont arrivés, le contenu de la première colonne de la mémoire tampon est vidé dans un registre de sortie où il est mis sous la forme de niveaux logiques directement accessibles au calculateur (C.I.I. 90-40). Le calculateur est mis dans l'état d'acquérir par un ordre émis lorsque toutes les informations ont été enregistrées par la mémoire tampon.

Le processus séquentiel d'acquisition par le calculateur (canal d'accès direct) peut alors commencer par l'intermédiaire d'une voie de transmission [5]. Après l'acquisition de chaque information le calculateur délivre un signal qui efface le contenu du registre de sortie et commande la lecture de la colonne suivante de la mémoire tampon. Ainsi l'ensemble d'acquisition de données (acquisition - transmission - calculateur) peut travailler à son rythme propre. Les informations ainsi transmises sont directement utilisées par le calculateur pour le contrôle de l'expérience et stockées simultanément sur une bande magnétique pour un usage ultérieur.

c). La mise en oeuvre de ce système.

Dans la mise en place de l'expérience, un ensemble électronique (ou décodeur) est utilisé pour traiter les informations en provenance de deux chambres à étincelles. L'utilisation, plus simple, d'un décodeur par chambre est trop onéreuse. Sur chaque chambre, les signaux fournis par la détection d'une coordonnée sont réinjectés sur le fil magnétostrictif servant à la détection de l'autre coordonnée. L'ensemble des signaux ainsi obtenus sur une chambre est alors réinjecté sur l'autre chambre par l'intermédiaire d'une ligne à retard. Le retard de celle-ci est calculé de manière à ce que le calculateur ait eu le temps d'acquérir l'ensemble des informations de la première chambre avant que celles fournies par la seconde ne se présentent à l'entrée du décodeur (figure 10).

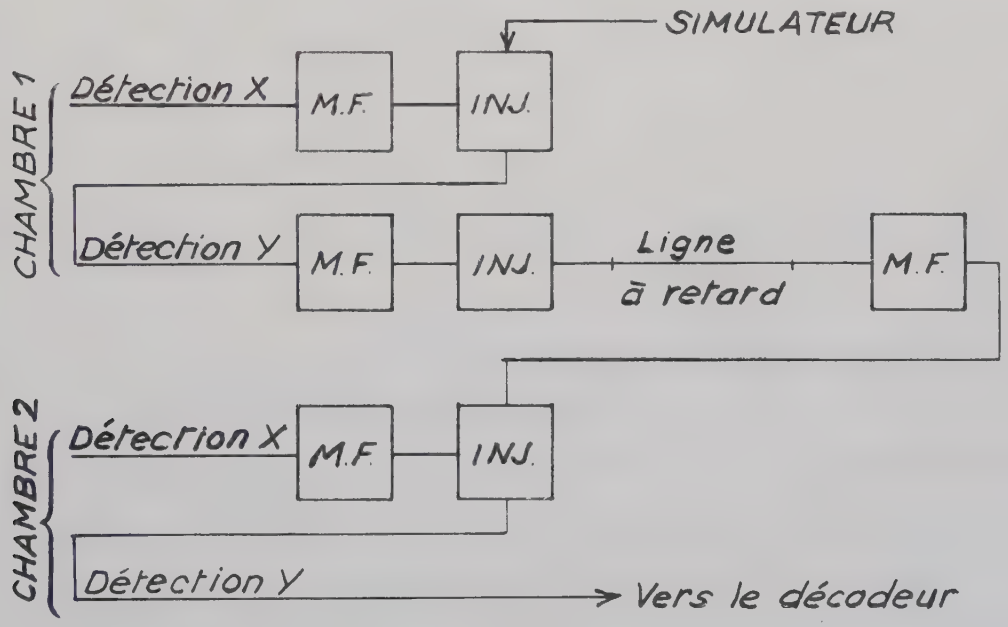


FIGURE 10

Les lignes à retard sont du même type que les lignes de détection, elles utilisent les mêmes éléments. Ont peut atteindre avec elles des retards de l'ordre de la milliseconde (5 mètres de long), le fil magnétostrictif employé étant tendu sur toute sa longueur, coudé en plusieurs parties ou même enroulé sur un support adéquat.

Comme l'expérience comportait huit chambres à étincelles, ce sont quatre ensembles de ce type qui ont été construits ; les chambres étant regroupées deux par deux suivant leurs dimensions.

7 - Le rôle du Calculateur.

L'acquisition des données (information en provenance des chambres ou des échelles de comptage) que nous avons décrites au paragraphe précédant n'est qu'un des aspects du rôle joué par le calculateur dans l'expérience. En plus de ce rôle passif, il contrôlait en permanence le bon fonctionnement de l'ensemble de l'appareillage et il analysait la cohérence des résultats de l'expérience de physique en cours. Ceci est d'autant plus utile que les chambres à fils sont des instruments assez délicats à régler et que le faisceau présente des structures.

a). Le contrôle de l'appareillage.

Le système de décodage et d'acquisition forme un ensemble complexe qui demande à être testé de façon continue tout au long de l'expérience. A cet effet un dispositif de simulation des impulsions provenant des chambres à étincelles a été réalisé, engendrant un signal distribué au hasard encadré par deux signaux fixes.

Au début de chaque cycle d'accélération les deux séquences d'impulsions suivantes sont envoyées sur les décodeurs (figure 11).

- Le simulateur est déclenché quatre fois, les signaux obtenus sont injectés simultanément sur les quatre ensembles, qui reçoivent ainsi l'équivalent d'un événement physique complet. Chacun de ceux-ci analyse les impulsions comme si elles provenaient de deux chambres couplées. Le calculateur compare les résultats après digitalisation, un écart de plus de 100 ns (1 mm) entre les informations enregistrées par deux décodeurs provoque l'émission d'une alerte.

- Pour tester la liaison entre le registre de sortie et le calculateur une configuration fixée d'avance est affichée au niveau du registre et examinée par le calculateur. En cas d'erreur le calculateur envoie un signal d'alerte.

En plus des deux alarmes que nous venons de décrire le calculateur est programmé pour réagir aux défauts de fonctionnements des chambres à étincelles elles-mêmes. A cet effet, un mot dit "de conditions particulières" a été créé au niveau du décodeur pour indiquer le fonctionnement individuel de chacune des chambres. Codé sous forme binaire ce mot indique le nombre de signaux enregistrés par chacune des nappes de chaque chambre. Transcrit dans le système décimal il peut avoir les structures suivantes :

3-3 : Il y a trois informations sur chacun des plans de fils, la chambre a probablement bien fonctionné.

3-2 ou 2-3 : Un des plans n'a pas vu l'étincelle, ou une des marques fiducielles manque.

2-2 : Il manque l'étincelle sur les deux plans, ou chacun des plans a raté une marque fiducielle.

3-4,4-3,4-4 : Il y a plus d'une étincelle. Notre système n'étant pas prévu pour l'analyse des multitraces, c'est un mauvais fonctionnement.

Pour chaque chambre le calculateur comptabilise les diverses configurations possibles. Il en fournit le bilan à la demande ou automatiquement au bout d'un nombre d'événements fixé à l'avance. Le tableau I montre la répartition des diverses inefficacités constatées lors du dépouillement des résultats.

En outre, le calculateur contrôle en permanence la vitesse du phénomène magnétostrictif, une lente dérive aussi bien qu'une variation brusque nous étant signalée, si elle excède une valeur raisonable. A la demande des histogrammes de vitesse et de position des étincelles nous sont fournies.

b). Le contrôle de la cohérence des résultats expérimentaux.

Un programme de reconstitution géométrique et d'analyse cinématique simplifiée a été établi. A la demande le calculateur fournit un certain nombre d'histogrammes :

- Un histogramme de coplanarité. Dans une réaction à deux corps les trajectoires du π^- incident, du π^- diffusé et du proton projeté sont dans un même plan, on l'exprime par un simple produit mixte des vecteurs unitaires correspondant aux trajectoires.

- Un histogramme décrivant la distribution en impulsion du proton projeté, calculé à l'aide d'une carte de champ simplifiée de l'aimant d'analyse.

- Des histogrammes de diverses distributions angulaires.

8 - Les performances de l'ensemble expérimental.

L'ensemble expérimental qui vient d'être décrit a fonctionné pendant un an auprès de l'accélérateur Saturne de Saclay. L'intensité du faisceau a été limité à 25.000 π^- déversés en 250 ms par cycle d'accélération pour éviter des effets de saturation des chambres à étincelles. Le taux de déclenchement est de 1,1 à 1,3 événements en moyenne par cycle d'accélération. Pour l'examen des performances de l'ensemble instrumental deux critères principaux sont à retenir : l'efficacité des chambres à étincelles d'une part, la précision obtenue dans la mesure des coordonnées de l'étincelle d'autre part.

a). Efficacité des chambres.

Le tableau 1 récapitule les taux des diverses configurations d'étin-

Tableau - 1 -

Chambre à étincelles	Etincelle bien détectée (3 - 3)	Etincelle non détectée (2 - 2)	Une coordonnée absente (2-3 ; 3-2)	Doubles traces 4-4 ; 3-4; etc.	Plus de deux traces
C. E. 1	91,1	2,5	2,6	3,6	0,2
C. E. 2	93,6	2,2	1,3	2,7	0,2
C. E. 3	72,4	21,6	0,6	5,1	0,3
C. E. 4	90,8	3,4	2,1	3,6	0,1
C. E. 5	90,5	2,3	1,3	5,7	0,2
C. E. 6	89,8	2,0	0,8	7,3	0,1
C. E. 7	91,7	2,3	5,0	0,7	0,3
C. E. 8	95,0	2,0	1,4	1,6	0

Pourcentage des inéfficacités rencontrées lors du dépouillement des 3 110 événements correspondant à l'énergie 975 Mev/c.

celles rencontrés lors du dépouillement des événements correspondant à l'étude d'une énergie. Ces taux sont dûs aux inefficacités propres des chambres (y compris la détection), aux structures du faisceau et à la grandeur mesurée. Les huit chambres sont déclenchées simultanément lorsqu'un événement présente la configuration logique souhaitée. L'examen du tableau appelle les remarques suivantes :

- la chambre CE 3 (cf. figure 1) ne semble pas avoir le même comportement que les autres. Le masque de polystyrène dont elle est munie pour éliminer les étincelles en provenance du faisceau incident qui la traverse s'est révélé très surdimentionné empêchant la formation d'étincelles correspondant à des événements ayant un π^- diffusé très vers l'arrière. A un degré moindre c'est le cas aussi de la chambre CE 4.

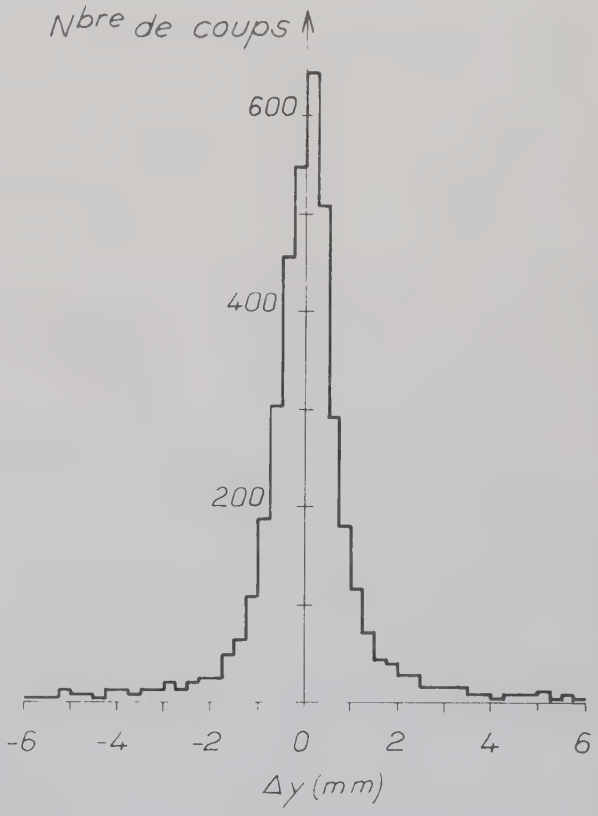
- les taux relativement élevés d'inefficacité s'expliquent par la difficulté d'obtenir un bon compromis entre le retard au déclenchement nécessité par le choix préalable de l'événement et le temps de mémoire de la chambre. Le retard au déclenchement est un temps fixe (350 ns environ) correspondant au temps de transit dans les compteurs, les câbles, le système de déclenchement et l'arrivée de la haute tension sur les chambres. Par contre, le temps de mémoire de la chambre est variable, il dépend de l'amplitude de la tension continue appliquée entre les nappes et de la pression partielle du gaz accepteur d'électron ajouté. Si le temps de mémoire de la chambre est trop court, on risque de recombiner tous les électrons avant l'arrivée de la haute tension, l'étincelle ne se forme pas, ou si elle s'établit elle le fait dans de mauvaises conditions (amplitude faible et élargissement du signal détecté). Au niveau du décodage on observe un 2-2 ou un 3-2 lorsque le signal est inférieur au seuil électronique de la mise en forme. Si le temps de mémoire est trop long, il y a

risque d'étincelles multiples provenant de particules plus anciennes, notés 4-4 ou 3-4 au niveau du codage. Ce fait est corroboré par le taux plus élevé de multitraces des chambres CE 5 et CE 6 (figure 1) placées sur la trajectoire du faisceau incident. C'est ce qui explique aussi le taux très bas d'étincelles multiples des chambres 7 et 8 qui reçoivent un flux très faible étant très en dehors du faisceau incident.

Heureusement, ces inefficacités, liées à des phénomènes aléatoires ne sont en général pas simultanées. Comme le nombre des chambres employées est supérieur au nombre minimal nécessaire, de nombreux événements comportant un ou plusieurs défauts de détection peuvent être quand même identifiés et utilisés.

b). Précision des mesures.

Un montage particulier a été mis en place pour mesurer la précision obtenue sur la connaissance des coordonnées de l'étincelle. Nous avons placé trois chambres sur le faisceau incident, ces chambres étant déclenchées par la logique complète de l'expérience. La distribution de l'écart enregistré entre la coordonnée mesurée par la chambre centrale et la coordonnée déduite à partir de la connaissance des coordonnées de la particule au niveau des deux autres chambres et en tenant compte de la



diffusion multiple des particules dans l'air et dans les parois des chambres permet d'affirmer (figure 12) que la précision est meilleure que $\pm$ 0,5 mm. Cette précision est suffisante pour obtenir une bonne résolution en moment dans notre spectromètre.

9 - Déroulement temporel d'une période de mesure.

Pendant les 24 heures qui précèdent une période de mesure les chambres à étincelles reçoivent un balayage lent de gaz (néogal). Les éclateurs doivent être soigneusement nettoyés (oxydation). On procède alors à une vérification générale tant des circuits de logique rapide que de l'électronique de prise de données. On acquiert des histogrammes de vitesse et de position des marques fiducielles qui serviront de référence par la suite. On examine alors les efficacités de toutes les chambres et lorsque celles-ci sont de l'ordre de 90 °/₀, la période de mesure proprement dite peut commencer. A l'aide d'un télétype placé dans la salle de mesure de l'expérience (le calculateur n'est pas sur l'aire expérimentale) on communique au calculateur les données nécessaires : date, numéro de la période de mesure, l'impulsion du π^- incident, le type de l'interaction étudié, l'état de la cible (vide ou pleine), le champ magnétique de l'aimant d'analyse et enfin l'ordre d'enregistrement des chambres à étincelles. Le calculateur indiquera en plus le nombre d'événements par cycle d'accélération en le contrôlant avec celui fourni par une échelle de comptage. La structure de l'enregistrement effectué sur la bande magnétique est indiquée sur le tableau 1 bis. Les échelles de comptage sont enregistrées à la fin de chaque cycle d'accélération, le calculateur compte et numérote les cycles. A partir de cet instant tout le système marche automatiquement, le physicien se contente alors d'attendre les alertes fournies par le calculateur pour intervenir.

Structure de l'enregistrement sur bande magnétique correspondant à un cycle de l'accélérateur.

	Mot	Commentaire
qualité de l'enregistrement	1	0 : enregistrment correct 1 : incompatibilité des échelles de comptage 2 : défaut dans l'enregistrement des événements 3 : défauts 1 et 2 réunis
Définition de l'enregistrement (15 mots)	2	date
	3	numéro de la période de mesure
	4	énergie de la particule incidente
	5	intensité du courant dans l'aimant d'analyse
	6 à 7	ordre d'entrée des chambres à étincelles
	8	nombre de décodeurs en service
	9	état de la cible (vide ou pleine)
	10	numéro de la sous-période de mesure
	11	mot réservé pour commentaire particulier
	12	numéro du cycle
	13	numéro du premier événement dans le cycle
	14	nombre d'événements dans le cycle
	15	incompatibilité entre le nombre d'événements enregistrés et le nombre indiqué par l'échelle de comptage correspondante.
Echelles de comptage (15 mots	16 à 30	chaque mesure est triplée : nombre de déclenchements, particules incidentes, etc...
Premier événement enregistré (72 mots)	31 à 34	nappe 1 première chambre
	35 à 38	nappe 2 première chambre
	39	condition particulière (3- 3 - 2 - 2 etc...) de la première chambre
	. . .	
	94 à 97	nappe 1 dernière chambre
	98 à 101	nappe 2 dernière chambre
	102	condition particulière de la dernière chambre
		puis les 72 mots de l'événement suivant s'il y a lieu et ainsi de suite

En dehors de quelques pannes de décodeurs ou de la liaison avec la calculateur, les interventions les plus fréquentes sont liées au fonctionnement même des chambres, absence d'étincelles et multitraces. Un taux normal de 2-2 est compensé par une diminution du balayage de gaz et de la proportion de fréon ajouté, un taux anormal de 3-4 ou 4-4 par le procédé inverse. Il s'agit en général d'une lente dérive de l'efficacité qui nécessite une intervention périodique (toutes les 2 ou 3 heures).

LEGENDE DES FIGURES

DU

CHAPITRE II

1. Schéma d'implantation de l'expérience.
2. Disposition du faisceau.
3. a). Schéma de principe d'une chambre à étincelles.

   b). Schéma de principe d'une détection par magnétostriction.
4. Coupe schématique d'une chambre à étincelles.
5. Coupe du détecteur à magnétostriction.
6. Détails d'une bobine de détection.
7. a). Signal de magnétostriction.

   b). Signal d'étincelle encadré par deux marques fiducielles.
8. Blindage magnétique.
9. Principe du codage des signaux de magnétostriction.
10. Couplage de deux chambres pour le codage des informations.
11. Réalisation du codage des informations avec diagramme des temps.
12. Histogramme donnant la précision des mesures d'une coordonnée dans une chambre placée sur la faisceau incident.

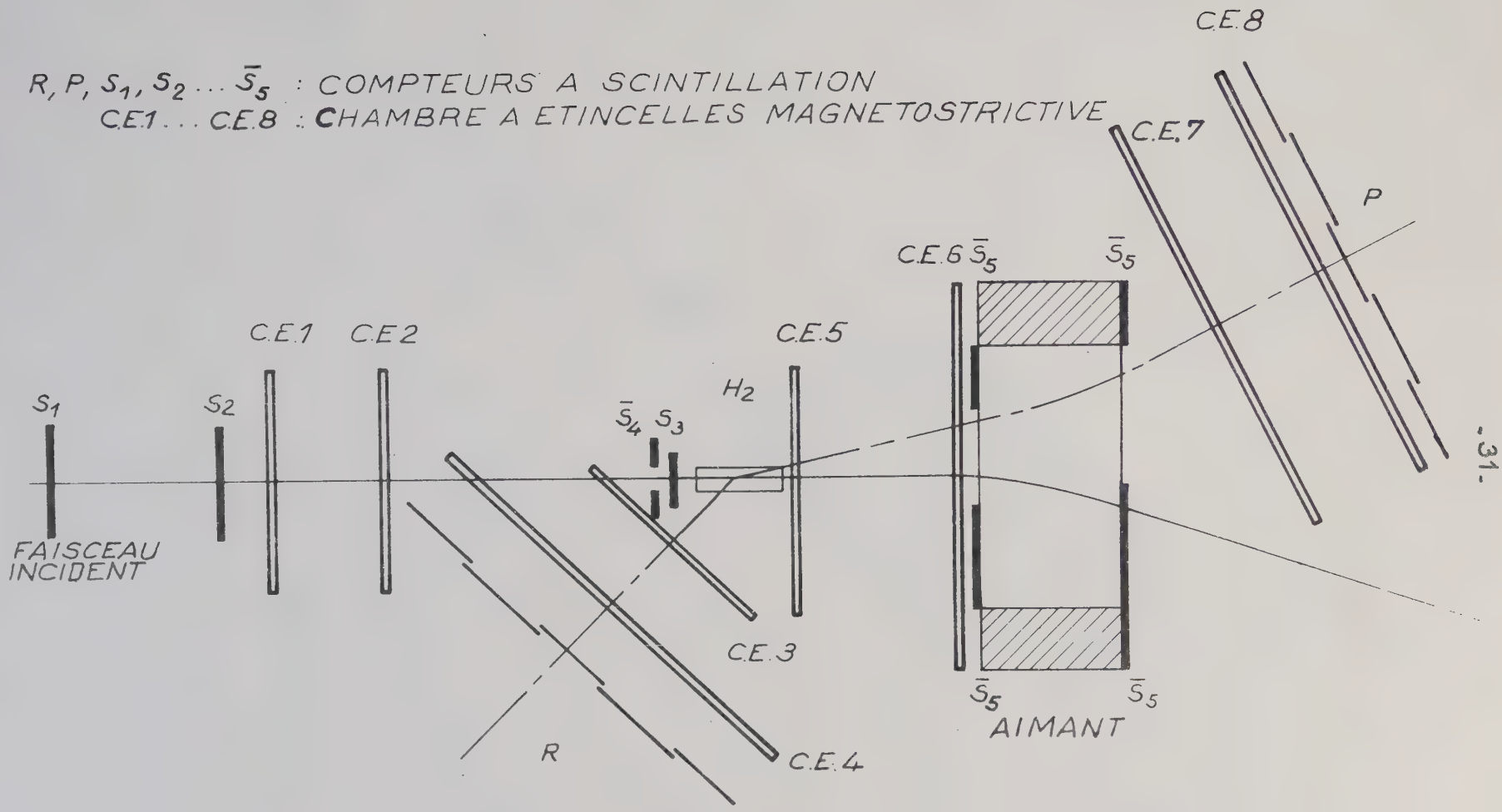

R, P, S1, S2 ... S̄5 : COMPTEURS A SCINTILLATION
C.E.1 ... C.E.8 : CHAMBRE A ETINCELLES MAGNETOSTRICTIVE
C.E.8
C.E.7
P
C.E.6 S̄5
S̄5
C.E.1
C.E.2
C.E.5
H2
S1
S2
S̄4
S3
FAISCEAU INCIDENT
C.E.3
S̄5
S̄5
AIMANT
R
C.E.4

FIG. 1

Image
ALIZE
CORVETTE
FANTASQUE
RUBIS
14°
TERRIBLE
Image intermédiaire
Collimateur
GOELETTE
SAMPAN
5°
Cible de production
SIRENE
Protons extraits
MEDUSE
JONQUE
M2
AIMANT
BETON

FIG 2

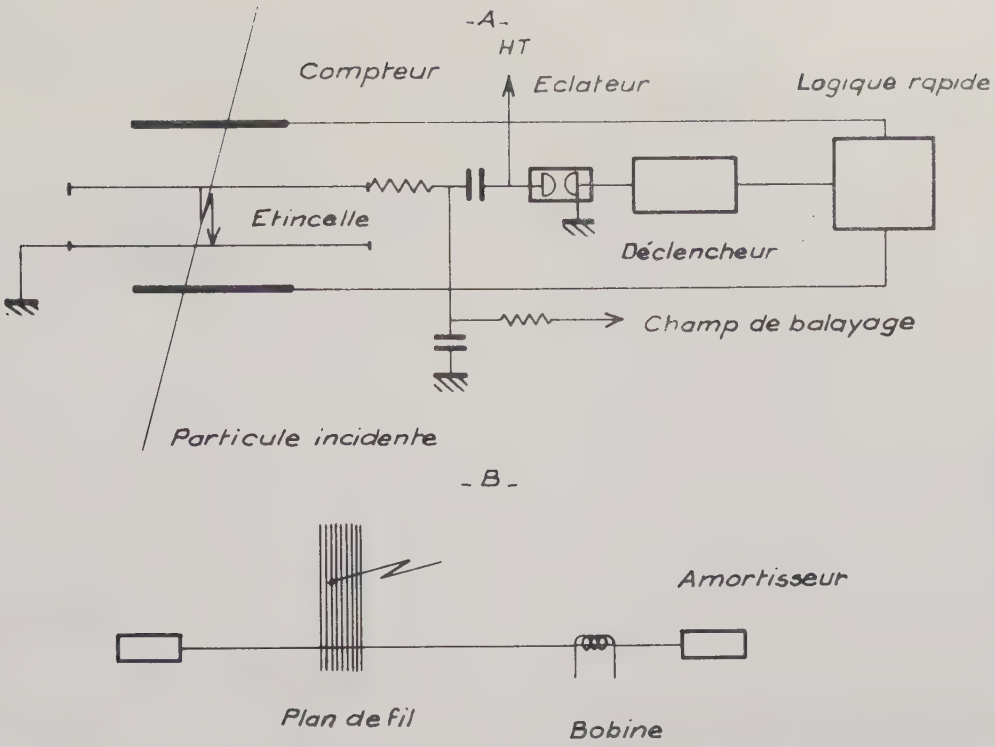

-A-
HT
Compteur
Eclateur
Logique rapide
Etincelle
Déclencheur
Champ de balayage
Particule incidente
-B-
Amortisseur
Plan de fil
Bobine

FIG. 3

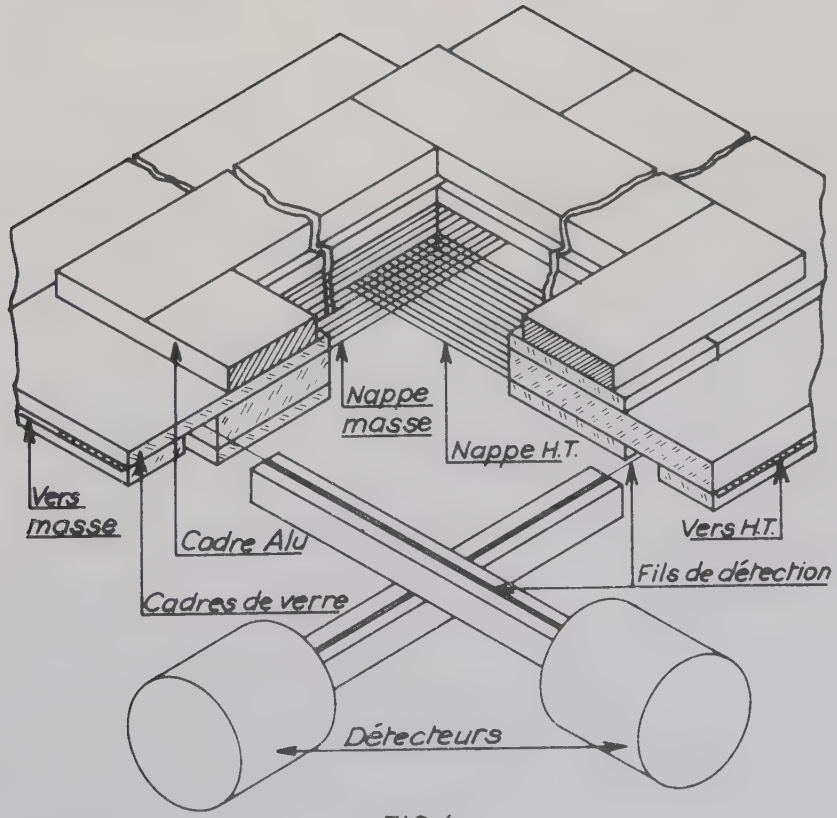

Nappe masse
Nappe H.T.
Vers masse
Cadre Alu
Vers H.T.
Fils de détection
Cadres de verre
Détecteurs

FIG. 4

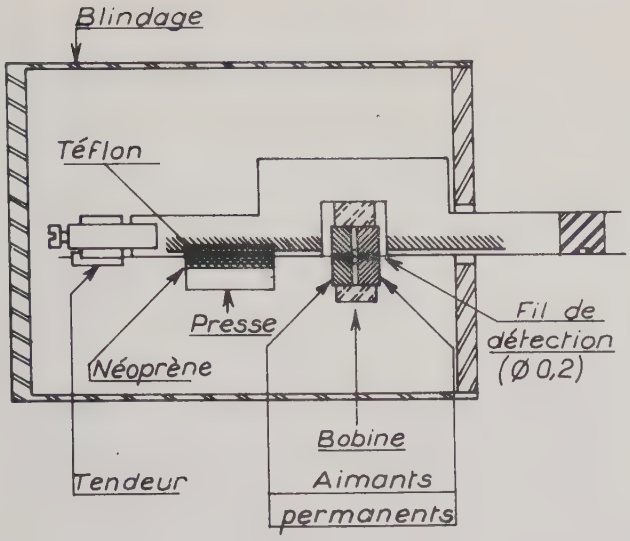


FIG. 5

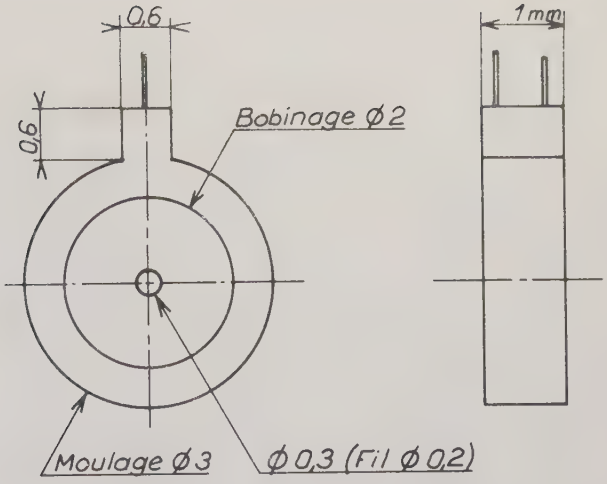
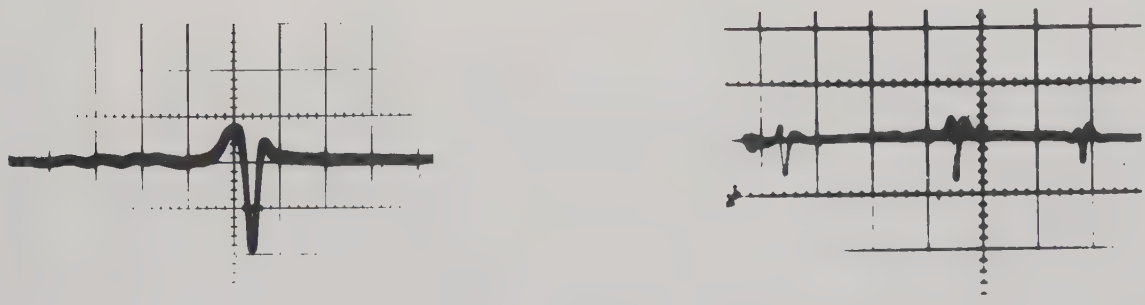


FIG. 6



-a-

-b-

FIG.7

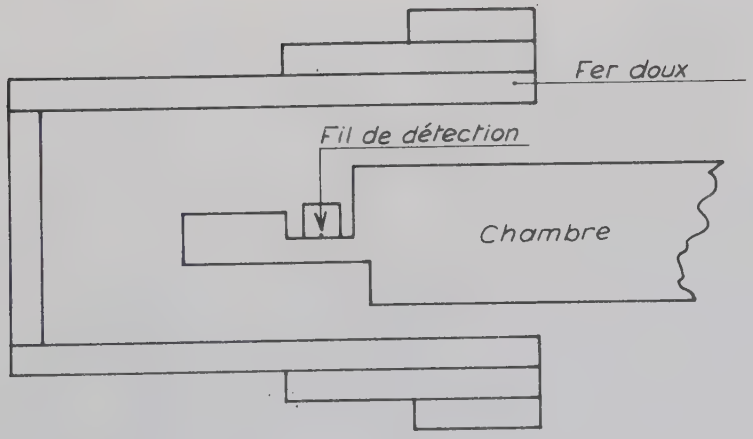


FIG. 8

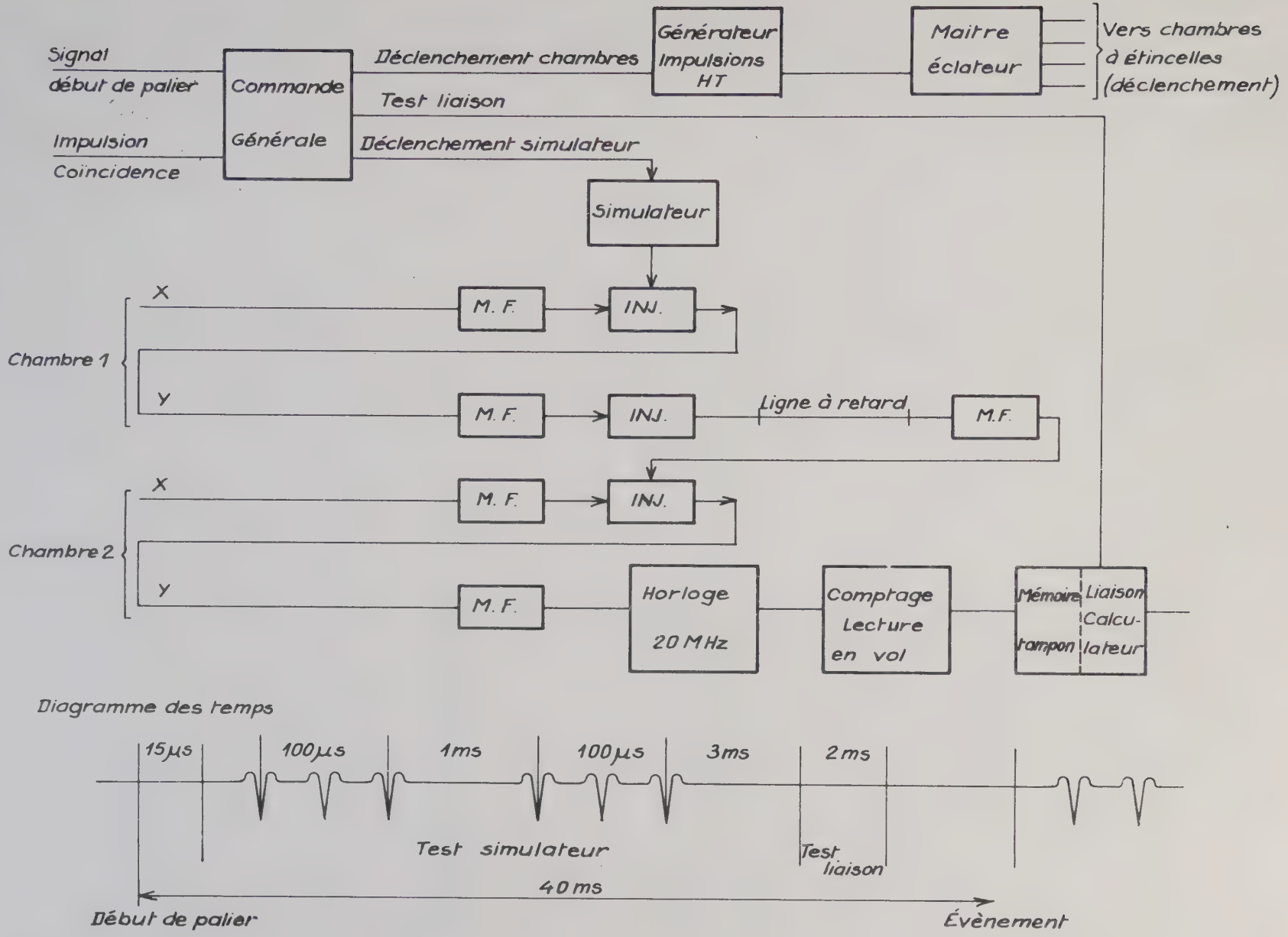

Signal
début de palier
Impulsion
Coïncidence
Commande
Générale
Déclenchement chambres
Test liaison
Déclenchement simulateur
Générateur
Impulsions
HT
Maitre
éclateur
Vers chambres
à étincelles
(déclenchement)
Simulateur
Chambre 1
X
Y
M. F.
INJ.
Ligne à retard
Chambre 2
Horloge
20 MHz
Comptage
Lecture
en vol
Mémoire
tampon
Liaison
Calcu-
lateur
Diagramme des temps
15µs
100µs
1ms
100µs
3ms
2ms
Test simulateur
Test
liaison
40 ms
Début de palier
Évènement

FIG. 11

III - ANALYSE DES RESULTATS

1 - LA RECONSTITUTION DES EVENEMENTS, LES CRITERES D'ELASTICITE.

2 - PREMIERE APPROCHE DANS LA CLASSIFICATION DES EVENEMENTS.

3 - L'ANALYSE EN IMPULSION.

4 - LA NORMALISATION DES RESULTATS.

5 - LES AUTRES SOURCES D'INCERTITUDE.

6 - LES RESULTATS PROPREMENT DITS.

7 - COMPARAISON DES RESULTATS AVEC LES MESURES OBTENUES PAR D'AUTRES GROUPES.

Dans ce chapitre, nous décrivons la manière d'obtenir les sections efficaces différentielles élastiques à partir des données brutes emmagasinées événement par événement. Le calculateur en ligne a enregistré sans discrimination tous les événements qui lui étaient proposés. Après avoir reconstitué les événements (trajectoires et impulsion du proton projeté), nous examinerons les critères d'élasticité autorisés par notre système expérimental. Les différentes inefficacités constatées dans le fonctionnement de nos chambres nous amèneront à résoudre le problème difficile de la normalisation des résultats. Enfin, après avoir examiné les diverses autres sources d'incertitude, nous présenterons nos résultats en les comparant aux mesures obtenues par d'autres groupes.

1 - La reconstitution des événements.

L'analyse des événements a été faite à l'aide du calculateur C.I.I. 90-80 du Collège de France (P.A.M.). Un programme principal a été écrit, utilisant deux sous-programmes classiques : MAGFIT [7] pour la détermination de l'impulsion BOECK [8] pour l'ajustement cinématique. On commence par reconstituer le point où l'étincelle s'est produite dans la chambre et l'on déduit les coordonnées dans l'espace du point de passage de la particule dans la chambre à étincelles. Dans tous les cas où le nombre d'étincelles est suffisant, les trajectoires des trois particules (π^- incident, π^- diffusé, proton) sont ainsi reconstituées. Pour sélectionner les événements élastiques, trois critères se sont révélés efficaces :

a). La valeur de l'impulsion du proton diffusé que nous connaissons avec une précision comprise entre 0,7 et 1,5 °/₀ selon les énergies. Sur la figure 14 nous présentons un histogramme typique de l'impulsion.

b). La corrélation angulaire ($\theta_m - \theta_c$) qui existe entre l'angle mesuré θ_m et l'angle calculé θ_c. θ_m est l'angle que fait la trajec-

toire de la particule incidente avec la trajectoire de la particule repartant vers l'arrière ; θ_c est l'angle déduit de l'angle d'émission de la particule partant vers l'avant en supposant la collision élastique. Une étude expérimentale jointe à l'examen des sources d'erreur possibles (diffusion multiple, précision des mesures de trajectoire, variations dues à l'existence d'une bande d'impulsion Δp) nous a amené (figure 15) à ne considérer comme élastiques que les événements pour lesquels la corrélation angulaire est inférieure à 5 milliradians.

c). Le point de concours (apex) des trois trajectoires doit se trouver à l'intérieur de la cible à hydrogène. Sur la figure 16 nous montrons des histogrammes d'apex.

L'expérience nous révèle que la coplanarité des trois traces n'est pas un bon critère de l'élasticité. En effet, la trajectoire du π^- incident est presque toujours colinéaire avec celle du proton diffusé.

2 - Première approche dans la classification des événements.

Pour chacune des quinze impulsions du π^- incident et pour des Cos θ compris entre -1 et -0,94 nous disposons d'un lot d'événements compris entre 2500 et 6000. Pour chaque énergie traitée, nous avons classé les événements présents en trois catégories.

a). Les événements complètement déterminés.

Dans cette catégorie, nous plaçons tous les événements susceptibles de conduire à la fois à une mesure de l'impulsion et à une mesure de la corrélation angulaire. Il y a en moyenne 88 $^o/_o$ des événements qui répondent à ce critère.

b). Les événements incomplètement déterminés.

On peut mesurer l'impulsion mais on ne peut rien dire sur la corréla-

tion angulaire ou inversement, on a une mesure de la corrélation angulaire sans avoir de renseignements sur l'impulsion. Cela représente en moyenne 8 °/₀ des événements (6 °/₀ dans le premier cas, 2 °/₀ dans l'autre). Remarquons qu'il suffit d'avoir des étincelles dans trois des quatre chambres qui entourent l'aimant d'analyse pour mesurer l'impulsion du proton diffusé.

c). Les événements indéterminés.

L'arrangement des quelques chambres qui ont fonctionné ne permet ni une mesure de l'impulsion ni une mesure de la corrélation angulaire. Environ 4 °/₀ des événements entre dans cette catégorie.

Le tableau 2 montre énergie par énergie la répartition des événements dans les catégories que nous venons de définir. Les événements correspondant à l'impulsion 1,180 MeV/c du π^- incident ont une répartition très différente de celles obtenues aux autres impulsions considérées. L'examen attentif des diverses inefficacités des chambres à étincelles révèle un mauvais règlage du temps de mémoire pour une partie de ces événements. Au lieu d'un traitement global nous avons été amenés à les traiter lot par lot, chaque lot correspondant à une période de mesure déterminée en éliminant les périodes de mesure où les règlages étaient par trop mauvais.

Dans un premier temps nous ne nous intéressons qu'aux événements complètement déterminés. Le traitement de ces événements montre que tous ceux qui passent le test d'impulsion passe aussi le test de corrélation angulaire, l'inverse n'est pas toujours vrai. En effet, les mesures d'angle sont très sensibles aux imprécisions sur la connaissance des trajectoires. Nous avons donc choisi le test d'impulsion comme critère principal de l'élasticité. Remarquons tout de suite que ce choix au même titre que la technique expérimentale

Tableau - 2 -

2

Energies (Mev/c)	Nombre d'événements enregistrés	Evénements complètement déterminés	Evénements incomplètement déterminés	Evénements inutilisables	Evénements complets (8 chambres)
875	2696	89,8	7	3,2	45,5
925	5295	84,7	11,1	4,1	38
950	3855	89,4	6,8	3,7	45,5
975	6417	87,0	9,9	2,9	40,4
1000	5363	89,0	7,1	3,7	40,0
1030	3893	89,2	7,3	2,9	45,2
1055	4987	87,3	9,5	3,2	40,2
1085γ	3987	88,7	7,3	4,1	42,7
1120	3610	86,8	7,4	5,7	44,6
1180	4785	62,2	28,8	8,8	23,0
1280	3903	84,8	9,2	5,9	35,7
1360	4655	89,0	6,9	3,9	45,2
1450	4480	88,9	6,0	4,8	49,0
1505	3179	89,0	6,7	4,2	44,8
1580	4834	87,5	7,4	5,1	43,0

Répartition en pourcentage des événements dans diverses catégories pour toutes les énergies étudiées.

employée différencie notre expérience de celles effectuées par les autres groupes (cf. III-7).

3 - L'analyse en impulsion des événements.

L'ajustement en impulsion des événements procède par reconstitution pas à pas de la trajectoire de la particule dans l'aimant ; on cherche l'impulsion de la particule passant par les coordonnées des quatre étincelles (chambres CE 5, CE 6, CE 7, et CE 8. figure 1), si une trajectoire est définissable de cette façon on définit les trois catégories suivantes d'événements.

a). On obtient un ajustement qui ne s'écarte pas à plus de deux écarts standards de la valeur théorique calculée.

b). S'il n'y a pas d'ajustement à deux écarts standards près, dans le processus d'ajustement nous supprimons tour à tour chacune des chambres CE 5, CE 6, CE 7, et CE 8 (figure 1). Deux cas sont susceptibles de se présenter : on obtient un ajustement à deux écarts standards, sinon on prend, s'il existe, l'ajustement à trois écarts standards. Ce procédé est justifié par le fait qu'une chambre peut avoir apparemment bien fonctionné (3-3) sans que l'étincelle détectée se soit produite au bon endroit, c'est-à-dire le long de la trajectoire de la particule. Ce cas est d'ailleurs assimilable à celui où l'une des quatre chambres entourant l'aimant, n'a pas donné d'informations utilisables.

c). Il n'y a aucun ajustement à deux ou trois écarts standards. On note alors les quatre ajustements obtenus par suppression à tour de rôle de l'une des quatre chambres.

Nous déclarons élastiques les événements entrant dans la catégorie a. ou b. Dans la catégorie c., nous déclarons inélastiques les événements ou les quatre ajustements concordent à 50 MeV près entre eux sans pour autant ajuster

la valeur théorique. Pour les autres événements, on ne peut rien dire, la résolution de nos chambres à étincelles ne permet pas de trancher. Dans le cas par exemple où les quatre chambres autour de l'aimant ont donné des informations, cela veut dire, que deux au moins de ces chambres ont détecté une mauvaise étincelle.

4 - La normalisation des résultats.

Ayant choisi la mesure de l'impulsion du proton diffusé comme critère principal de l'élasticité des événements, il nous faut revenir sur la classification des événements du paragraphe III-2. Désormais, il y a les événements où l'impulsion a été mesurée, et les autres :

a). Les événements possédant une mesure de l'impulsion.

Ce sont les événements définis précédemment comme étant complètement déterminés, auxquels s'ajoutent ceux des événements incomplets qui possèdent une mesure de l'impulsion. Cela représente de 92 à 95 °/₀ des événements selon les énergies. Appliquons à ces événements le traitement proposé au paragraphe III-3, nous obtenons les trois quantités suivantes :

- le nombre N_e d'événements sûrement élastiques.
- le nombre N_i d'événements sûrement inélastiques.
- le nombre N_R d'événements non classables.

Comme nous l'avons déjà remarqué au paragraphe précédent, ces événements indéterminés sont des événements élastiques ou inélastiques mais la résolution de nos chambres à étincelles n'a pas permis de faire un choix. Le problème à résoudre est donc de déterminer la proportion d'événements élastiques dans les N_R événements non classés.

1 - Approche qualitative de la solution.

Les chambres à étincelles ne font pas la discrimination des événements elles réagissent de façon identique, que l'événement soit élastique ou non. Autrement dit, leur manque de résolution ou même leurs défauts de fonctionnement ne sont pas liés au type d'expérience que l'on fait avec elles. Cela revient à admettre que la proportion des événements élastiques par rapport aux événements inélastiques est la même partout. Dans les N_R événements non classés, il y a la même proportion d'événements élastiques que dans les événements classés.

2 - Vérification quantitative.

Pour vérifier ce fait, nous avons fait intervenir le test de la corrélation angulaire. Pour chacune des deux catégories d'événements que nous venons de définir et dans l'optique de la corrélation angulaire, nous avons calculé le rapport N_i/N_e. Ce rapport est le même pour les événements classés et pour les événements non classés. Remarquons cependant que la valeur du rapport ainsi déterminé est inférieur de 2 à 3 °/₀ selon les énergies à celui obtenu lorsqu'on applique le test d'impulsion. Cela provient du fait, déjà signalé (cf. III-2.c.) que le test de l'impulsion est beaucoup plus précis.

Le facteur de normalisation cherché pour les événements munis d'une mesure de l'impulsion du proton est donc : $N_e/(N_e+N_i)$

b). Les événements ne possédant pas une mesure de l'impulsion.

Il reste à considérer les 5 à 8 °/₀ d'événements qui ne peuvent être traités directement par manque d'information dans la mesure de l'impulsion. Pour des raisons identiques à celles que nous avons avancées dans l'analyse des événements précédents (cf. III-4.a.) nous sommes tentés d'admettre que là encore le rapport N_i/N_e n'a pas varié. C'est certainement vrai pour les rares événements

de ce lot (2 °/₀) muni d'une mesure de la corrélation angulaire. Mais pour les autres, le manque d'information interdit toutes les tentatives de vérification. Comme il s'agit d'une faible quantité d'événements nous nous sommes contentés d'en tenir compte dans l'établissement de l'erreur systématique.

5 - Les autres sources d'incertitudes.

Reprenons la relation (1) qui représente la section efficace différentielle élastique :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot \frac{Nev}{Ninc} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega}$$

où $A = \frac{1}{N.\rho.e}$ est une constante de l'expérience.

Parmi les trois quantités (Nev, N_{inc} et $\Delta\Omega$) que nous avons mesurées la principale source d'incertitude est l'estimation de l'angle solide correspondant aux divers intervalles en Cos θ (θ angle de diffusion dans le système du centre de masse). Les angles solides ont été évalués par un programme de Monte-Carlo, basé sur le tirage au hasard d'une trajectoire incidente à partir d'une distribution expérimentale obtenue à partir des chambres à étincelles CE 1 et CE 2 (figure 17). Ce programme prend en compte toutes les limites spatiales des détecteurs (chambres, scintillateurs, aimant d'analyse, etc...) et tient compte de la diffusion multiple. La comparaison des résultats du programme (surface utile des chambres, trajectoires des particules) et des résultats expérimentaux, nous amène à admettre une erreur maximale de 2 à 3 °/₀.

Une autre source d'incertitude se situe dans l'évaluation de la contamination en leptons du faisceau incident. A l'aide d'un compteur Cerenkov à gaz, nous avons mesuré cette pollution pour quelques impulsions du faisceau incident et nous l'avons extrapolé linéairement pour les autres impulsions. A 1 GeV/c

cette pollution est de 21 °/₀, elle n'est plus que de 6 °/₀ à 1,6 GeV/c. Le nombre d'électrons projetés dans le gaz du compteur étant difficile à estimer il faut s'attendre à une incertitude de 2 °/₀ sur la connaissance de cette pollution leptonique.

A toutes ces incertitudes il faut ajouter l'erreur que l'on peut faire dans l'établissement du facteur de normalisation (cf. III-4.b.). Nous n'avons pas tenu compte d'une erreur possible sur le calcul de la densité de l'hydrogène de la cible (transformation de l'hydrogène ortho initial en hydrogène para), car celle-ci est négligeable devant toutes les autres. Nous admettons donc une erreur systématique totale maximale de $\pm$ 7 °/₀.

6 - Les résultats proprement dits.

Dans les tableaux 3 de l'annexe 2 nous présentons les résultats obtenus dans la mesure de la section efficace différentielle élastique pour différents intervalles de Cos θ. Les erreurs qui y figurent sont les erreurs statistiques. Dans ces tableaux, nous avons également fait figurer les mêmes quantités exprimées cette fois dans le système de variables de Mandelstam (annexe 1), car les résultats sont souvent utilisés sous cette forme par les théoriciens. Les figures 18, a...c rassemblent les distributions angulaires obtenues. Les courbes tracées sont le résultat d'un ajustement en moindres carrés de nos valeurs expérimentales. Dans le tableau 4 (annexe 2) nous avons porté les valeurs extrapolées quadratiquement à partir des angles voisins de la section efficace différentielle élastique $\pi^- p$ à 180° dans le système du centre de masse. La figure 19 montre la variation de la section efficace différentielle élastique à 180° en fonction de l'impulsion des π^- incidents dans le système du laboratoire. Enfin, sur la figure 20 nous avons porté les pentes à 180° des distributions angulaires en fonction de l'énergie totale.

7 - Comparaison de nos mesures avec les résultats obtenus par d'autres groupes.

a). Mesures antérieure de Duke et al [2].

Sur les figures 18, a...c en plus de nos résultats nous avons porté les résultats obtenus par Duke et al. Moins précis que les nôtres (erreur statistique plus grande), ces résultats ne vont pas au-delà d'un angle de 165° vers l'arrière. Aux valeurs de l'impulsion incidente 925, 1030, 1055, 1085, 1360 et 1505 MeV/c il y a un bon accord entre les deux expériences dans la zone angulaire commune. Aux valeurs suivantes de l'impulsion : 875, 1000, 1280, 1440, et 1580 MeV/c, nous constatons un désaccord tant pour les valeurs absolues des sections efficaces que pour la pente des distributions angulaires. Aux impulsions 975 et 1180 MeV/c nos résultats s'accordent avec ceux de Duke uniquement pour la pente des distributions angulaires. Pour toutes les impulsions sauf trois (1180, 1280 et 1580 MeV/c) nous constatons que même lorsqu'il y a accord statistique les valeurs obtenues par Duke sont systématiquement supérieures aux nôtres dans la zone angulaire commune aux deux expériences. On peut expliquer ce fait par la différence des techniques expérimentales employées (chambres à étincelles dans notre expérience, compteurs à scintillations pour celle de Duke et al). Dans ce type d'expérience, la précision du résultat final dépend essentiellement de la connaissance que l'on a des trajectoires des diverses particules, c'est-à-dire de la précision obtenue dans la connaissance du point d'impact de la particule dans le détecteur, cette précision de l'ordre du mm pour des chambres à étincelles n'excède pas le cm pour des hodoscopes de scintillateurs. Un deuxième argument en faveur de nos résultats découle du choix du critère d'élasticité des événements employés. En effet, nous avons montré à la fin du paragraphe III-4.a. que l'adoption du critère de la corrélation angulaire (l'expérience de Duke ne fait usage

que de ce critère) conduisait à une légère surestimation du nombre d'événements élastiques.

b). Mesures postérieures de Aplin et al [9].

Aux cinq impulsions (1280, 1360, 1440, 1505 et 1580 MeV/c) où la comparaison est possible nous constatons un bon accord (cf. figure 18 c et d) sauf pour l'impulsion 1360 MeV/c où l'accord est moins bon surtout pour les plus petits angles. Les impulsions 1280, 1440 et 1580 MeV/c sont justement parmi celles où nos résultats s'écartaient le plus de ceux obtenus par Duke. L'accord constaté n'est peut être pas très significatif car les résultats d'Aplin et al sont munis de très grandes erreurs statistiques.

c). Mesures très récentes de D.G. Crabb et al [22].

Dans un article publié en Juillet 1971, ces auteurs décrivent une mesure des sections efficaces différentielles élastiques de la réaction $\pi^- p$ entre 600 et 1280 MeV/c pour 33 valeurs de l'impulsion incidente et pour des $\cos\theta$ compris entre -0,998 et 0,900. Il s'agit là d'une expérience de compteurs à scintillation basée uniquement sur la corrélation qui existe entre les angles que font les trajectoires du π^- diffusé et du proton projeté avec la trajectoire du π^- incident. L'énergie du proton est déterminée par une mesure de temps de vol après déviation de sa trajectoire dans un aimant. Sur les onze énergies communes aux deux expériences il n'y a comptabilité statistique que pour quatre impulsions (875, 975, 1000 et 1030). Pour les autres, le désaccord est relativement important surtout aux plus petits angles. La figure 22 a montre un exemple de comptabilité des résultats, la figure 22 b un exemple de désaccord. Ce désaccord subsiste lorsque l'on compare (figure 23) les extrapolations à 180° obtenues par la même méthode (ajustement quadratique) dans les deux expériences. Un examen attentif de la figure 23 semble indiquer

un glissement de l'impulsion incidente d'environ 20 à 25 MeV/c d'une expérience à l'autre. Sur la figure 24 nous avons effectué volontairement un tel glissement pour tous les points de l'expérience de Crabb et al. L'accord devient statistiquement acceptable pour tous les points sauf deux (975 et 1000 MeV/c). Ce fait est corroboré par l'examen de la figure 25 où nous avons porté les distributions angulaires obtenues par les deux groupes aux impulsions 925 et 950 MeV/c pour notre expérience et 925, 950 et 975 MeV/c pour l'autre expérience. Un tel glissement ne peut intervenir que dans la calibration en impulsion du faisceau incident. L'article de Crabb et al. n'indique pas la méthode employée, on peut supposer qu'elle s'est faite par le calcul comme il est d'usage dans les équipes américaines. Dans notre expérience, nous avons utilisé la méthode expérimentale dite du "fil flottant" où la trajectoire de la particule est matérialisée par un fil conducteur parcouru par un courant. Cette méthode est très précise car elle se ramène à l'emploi d'un pont de Wheastone, de l'ampère et de l'ohm étalon, et à une triangulation précise.

Remarquons aussi qu'un tel glissement de l'impulsion incidente a déjà été observé un certain nombre de fois, en particulier LERAY [33] le signale pour des mesures de section efficace totale.

d). L'extrapolation à 180°.

Sur la figure 19 en plus de nos points nous avons porté les points expérimentaux obtenus strictement à 180° par Karmanyos et al [1] pour des valeurs plus élevées de l'impulsion incidente. On constate un bon raccordement entre les deux séries de mesures.

LEGENDE DES FIGURES

DU

CHAPITRE III

14. Histogrammes de la coordonnée Z du point d'interaction des deux trajectoires suivantes :

    a). π^- incident et π^- diffusé.

    b). π^- diffusé et proton de recul.

15. Histogramme de corrélation angulaire.

16. Histogramme de la mesure d'une impulsion du proton de recul.

17. Histogramme de distribution des π^- incidents (x et y).

18. Distributions angulaires des sections efficaces différentielles élastiques π^-p pour différentes valeurs de l'impulsion du π^- incident.

19. Variation des sections efficaces différentielles élastiques π^-p à 180° en fonction de l'impulsion incidente.

20. Variation des sections efficaces différentielles élastiques π^-p à 180° en fonction de l'énergie totale dans le système du centre de messe et position des résonances couramment admises.

21. Variation de la pente à 180° des distributions angulaires en fonction de l'impulsion incidente.

22. a). Exemples de concordance entre nos résultats et ceux obtenus par Crabb et al.

    b). Exemples d'incompatibilité entre nos mesures et celles obtenues par Crabb et al.

23. Comparaison de nos mesures des sections efficaces différentielles élastiques π^-p à 180° avec celles obtenues par Crabb et al.

24. Même comparaison que pour la figure 23 mais en déplaçant les abscisses des mesures de Crabb et al de 20 MeV/c vers la gauche.

25. Comparaison à titre d'exemple de deux distributions angulaires obtenues avec le même glissement de 20 MeV/c.

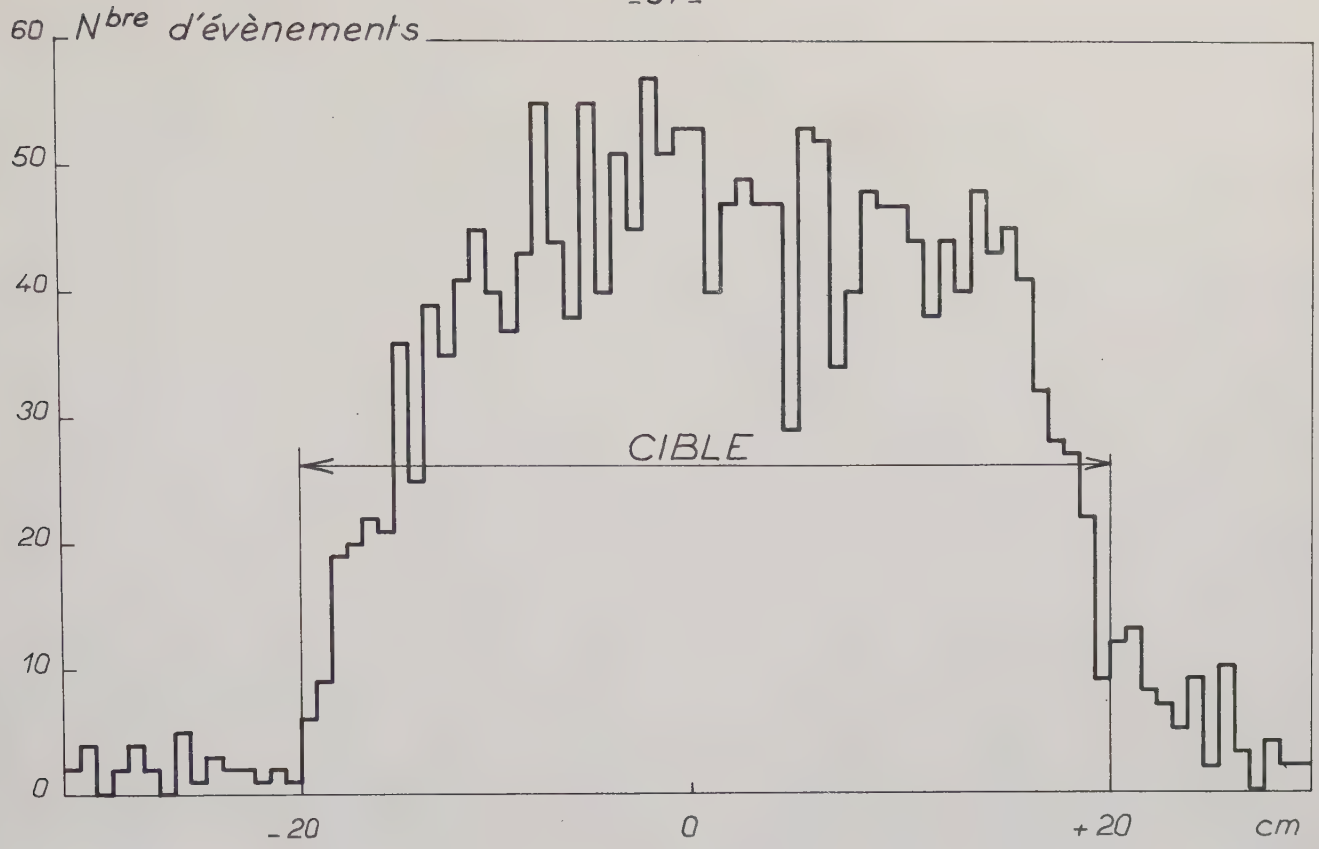
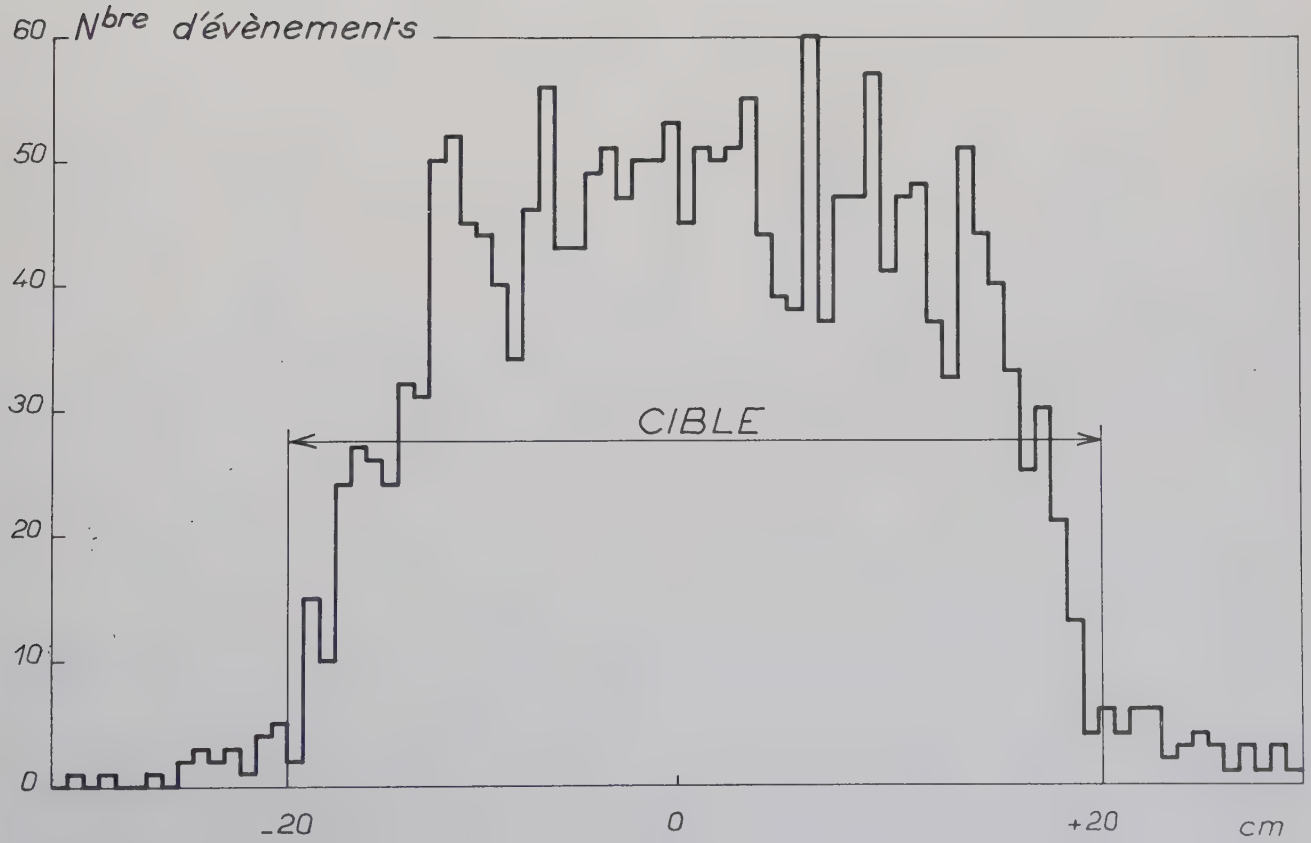
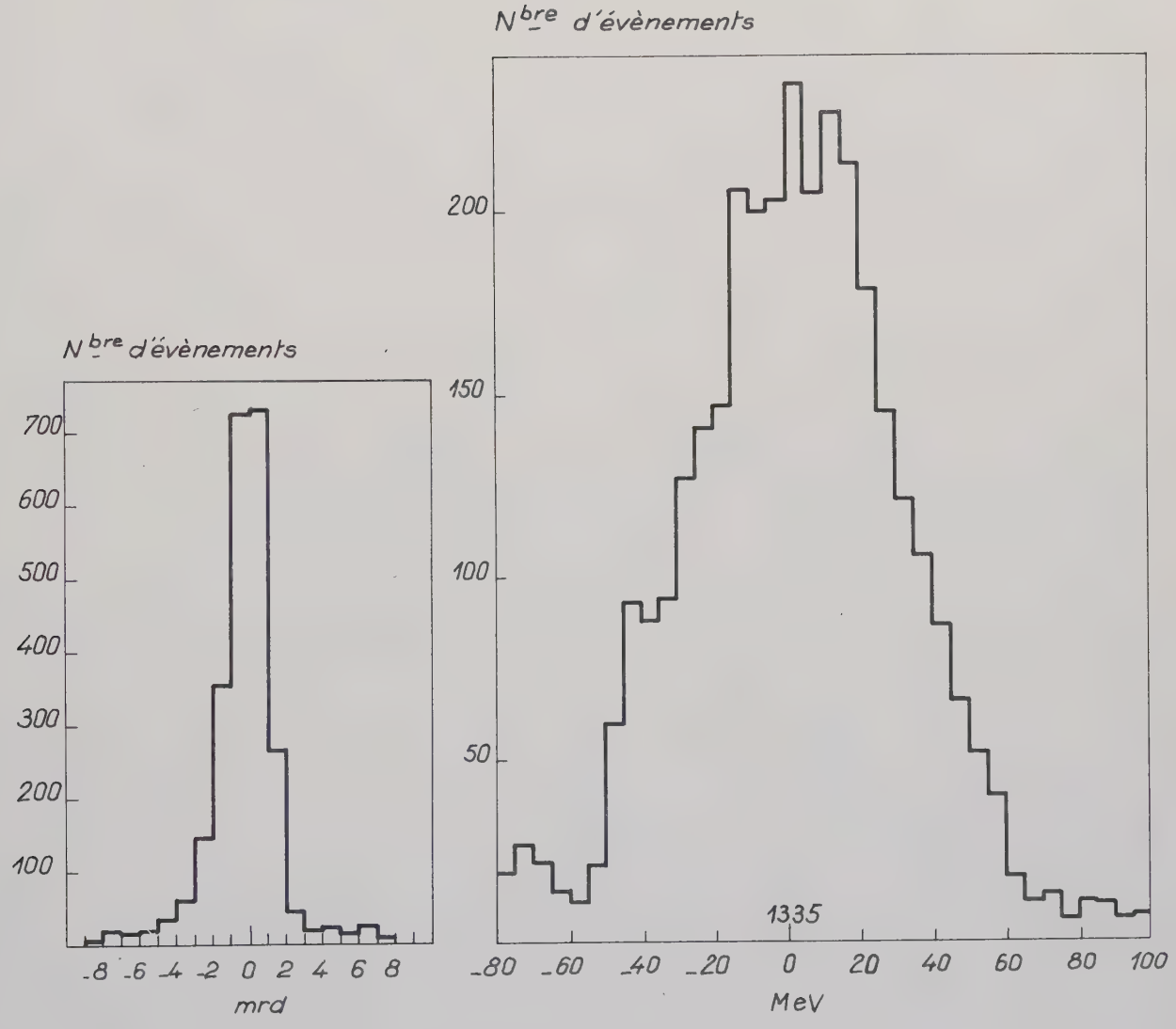

60
Nbre d'évènements
50
40
30
20
10
0
CIBLE
-20
0
+20
cm

FIG. 14a


60
Nbre d'évènements
50
40
30
20
10
0
CIBLE
-20
0
+20
cm


N bre d'évènements
700
600
500
400
300
200
100
-8 -6 -4 -2 0 2 4 6 8
mrd
N bre d'évènements
200
150
100
50
1335
-80 -60 -40 -20 0 20 40 60 80 100
MeV

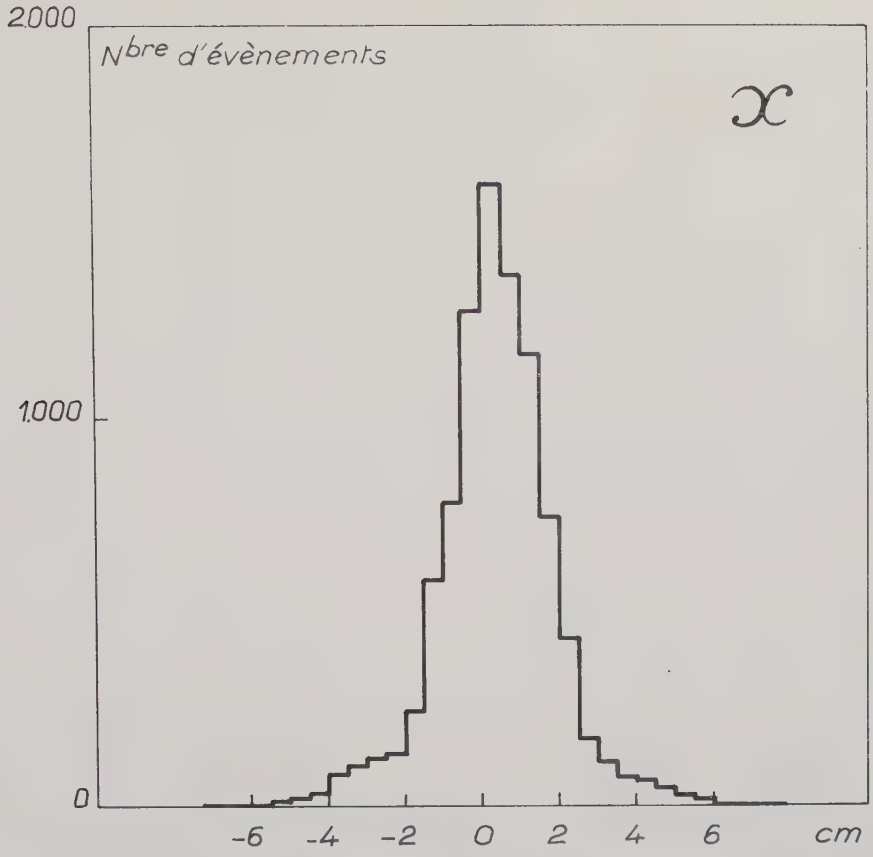
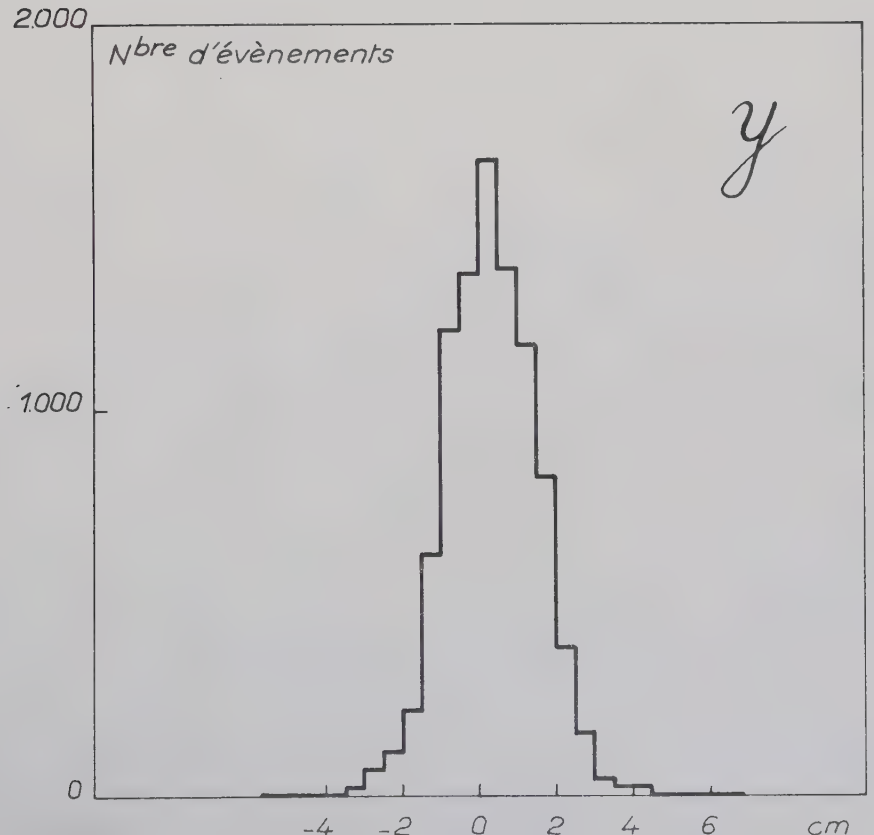
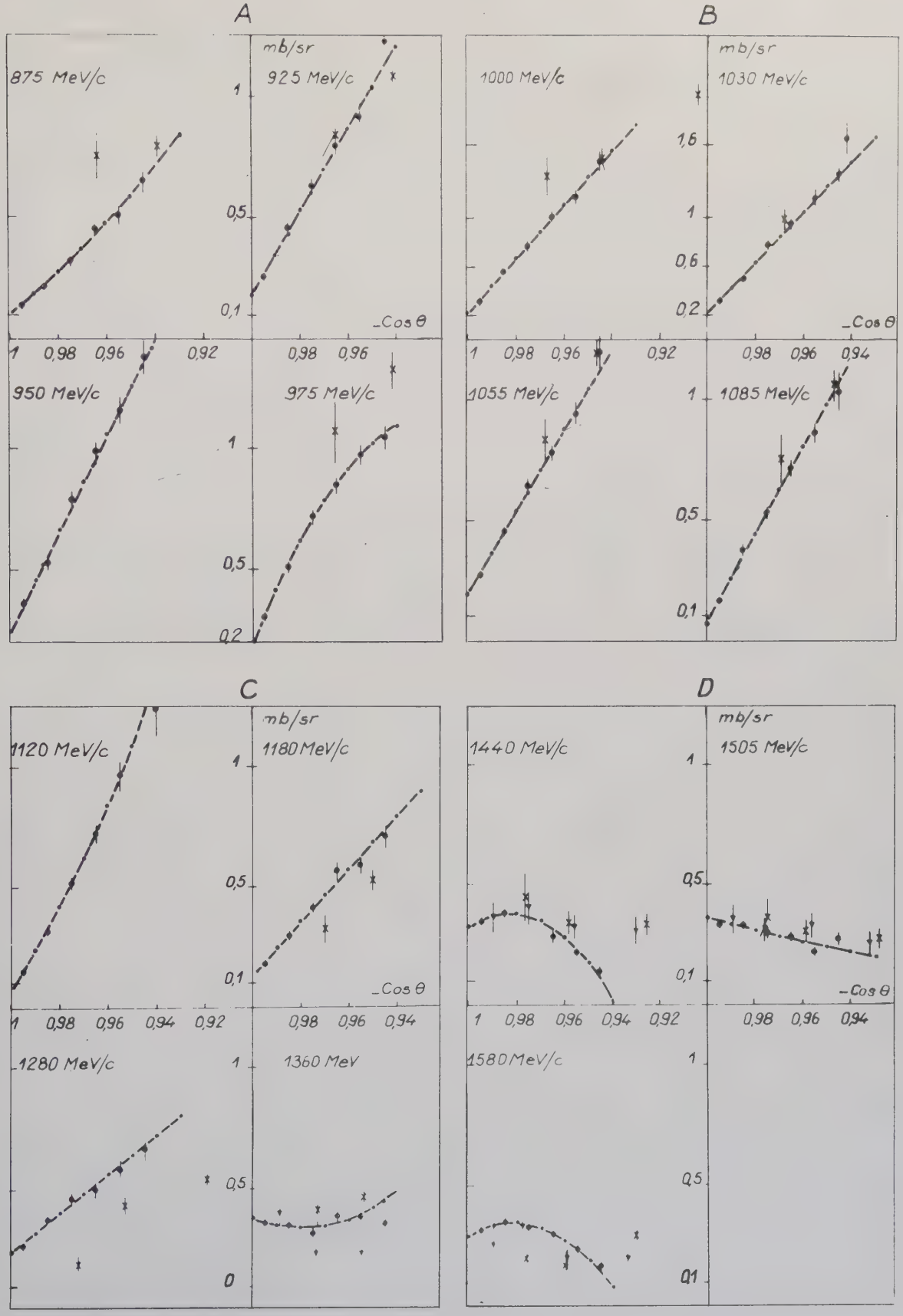

2.000
Nbre d'évènements
x
1.000
0
-6
-4
-2
0
2
4
6
cm

Fig 17a


2.000
Nbre d'évènements
y
1.000
0
-4
-2
0
2
4
6
cm


A
B
C
D
mb/sr
875 MeV/c
925 MeV/c
950 MeV/c
975 MeV/c
1000 MeV/c
1030 MeV/c
1055 MeV/c
1085 MeV/c
1120 MeV/c
1180 MeV/c
1280 MeV/c
1360 MeV
1440 MeV/c
1505 MeV/c
1580 MeV/c
-Cos θ
1
0,98
0,96
0,94
0,92
0,5
0,1
0,2
1,6
0,6
0
0,5
Notre expérience
Duke et al
Aplin et al

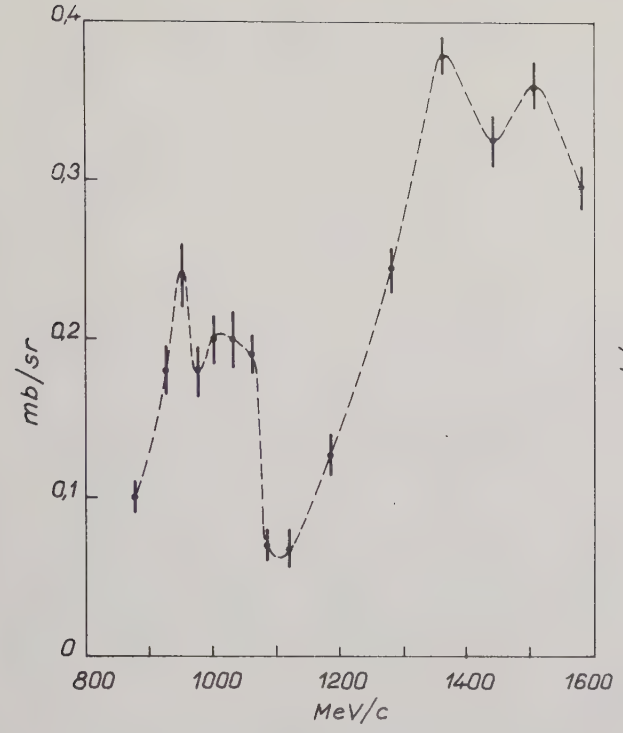


FIG. 19

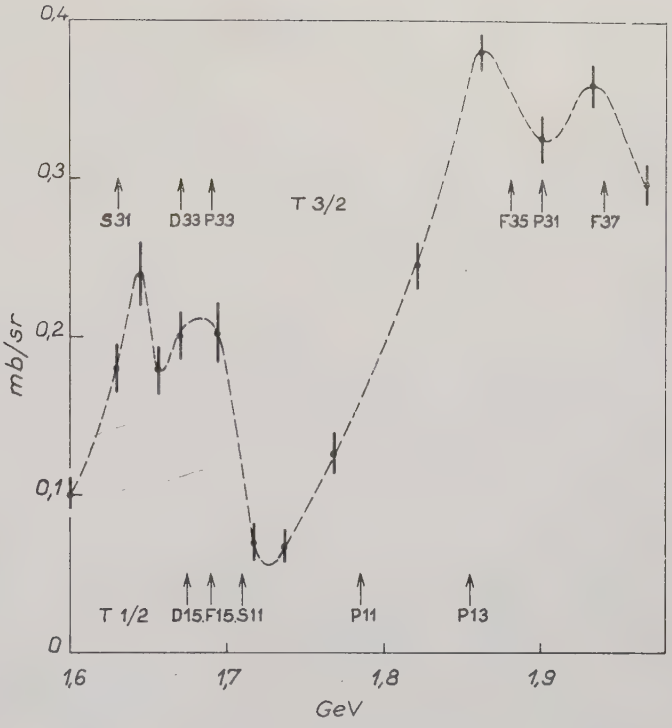


FIG. 20

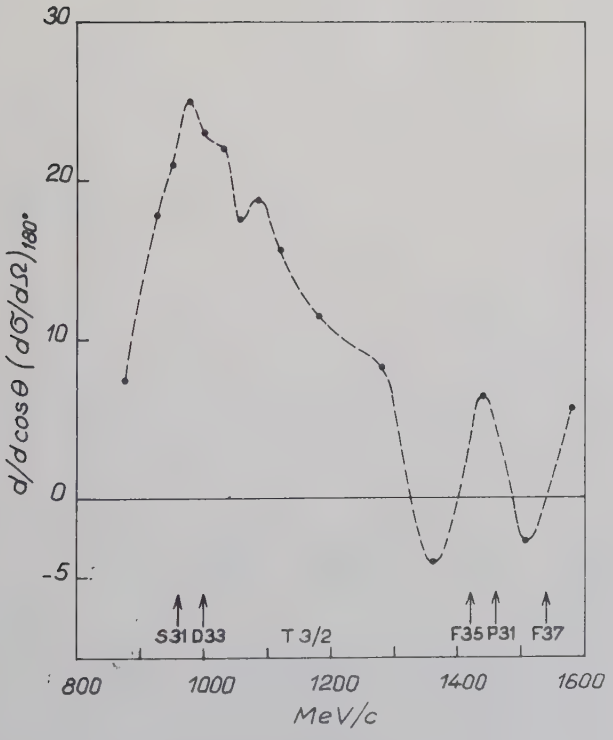


FIG 21

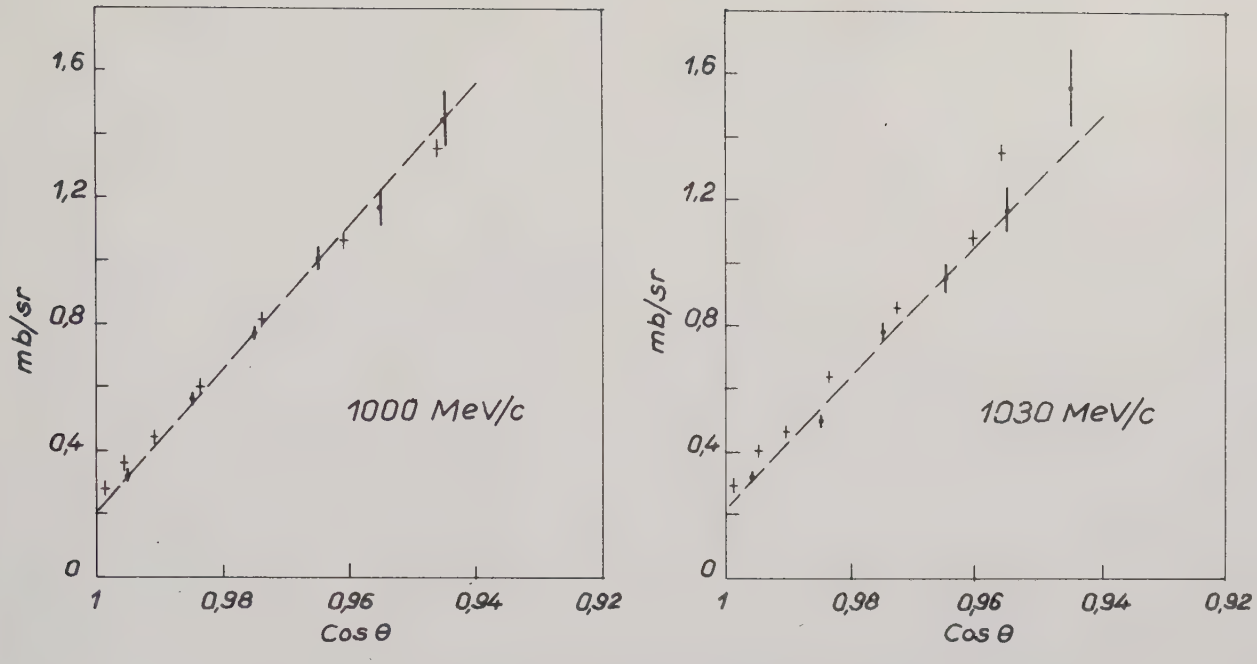


FIGURE 22 a

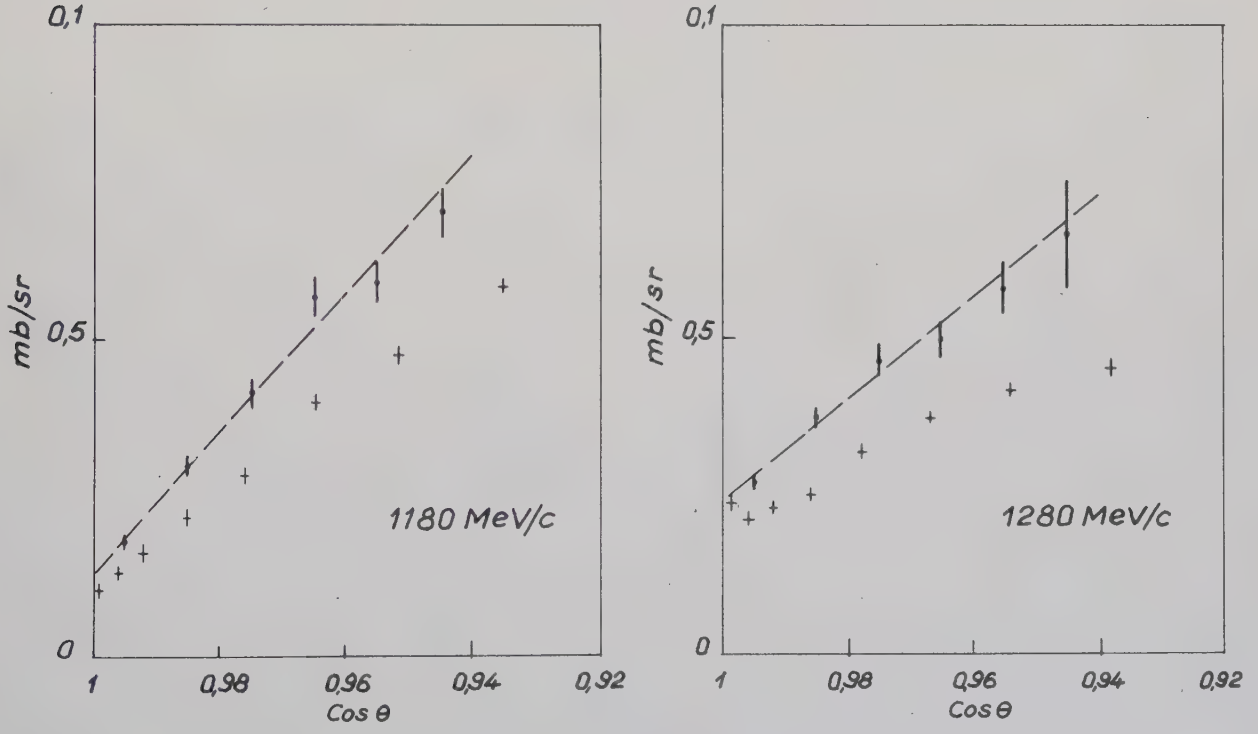


FIGURE 22 b

nos resultats . Crabb et al.

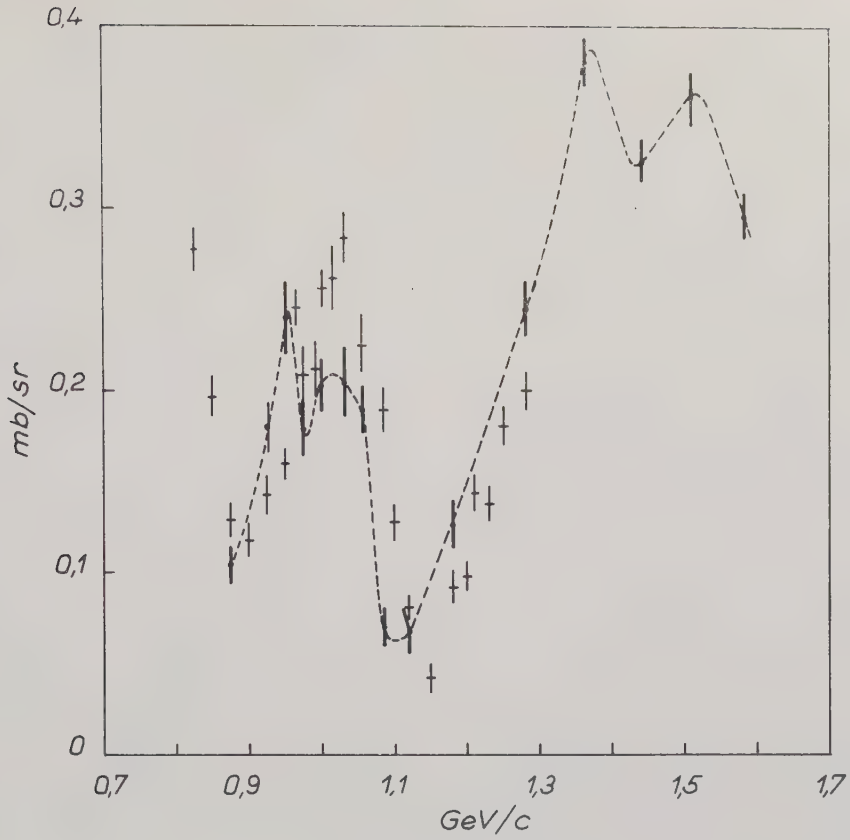


FIG. 23

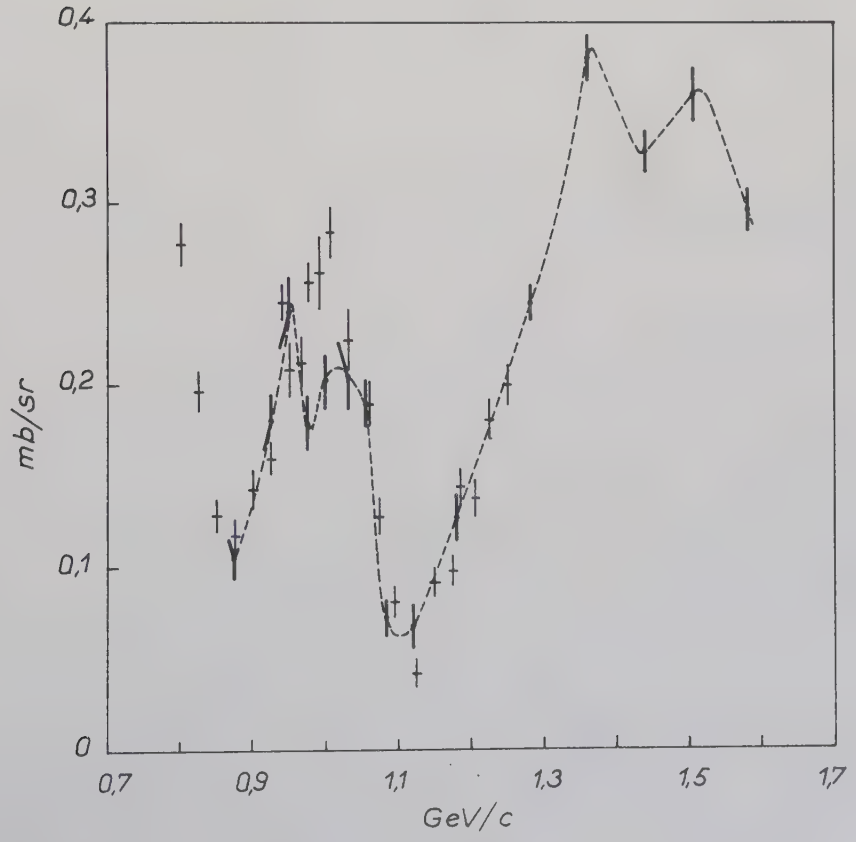


FIG. 24

Nos résultats † Crabb et al.

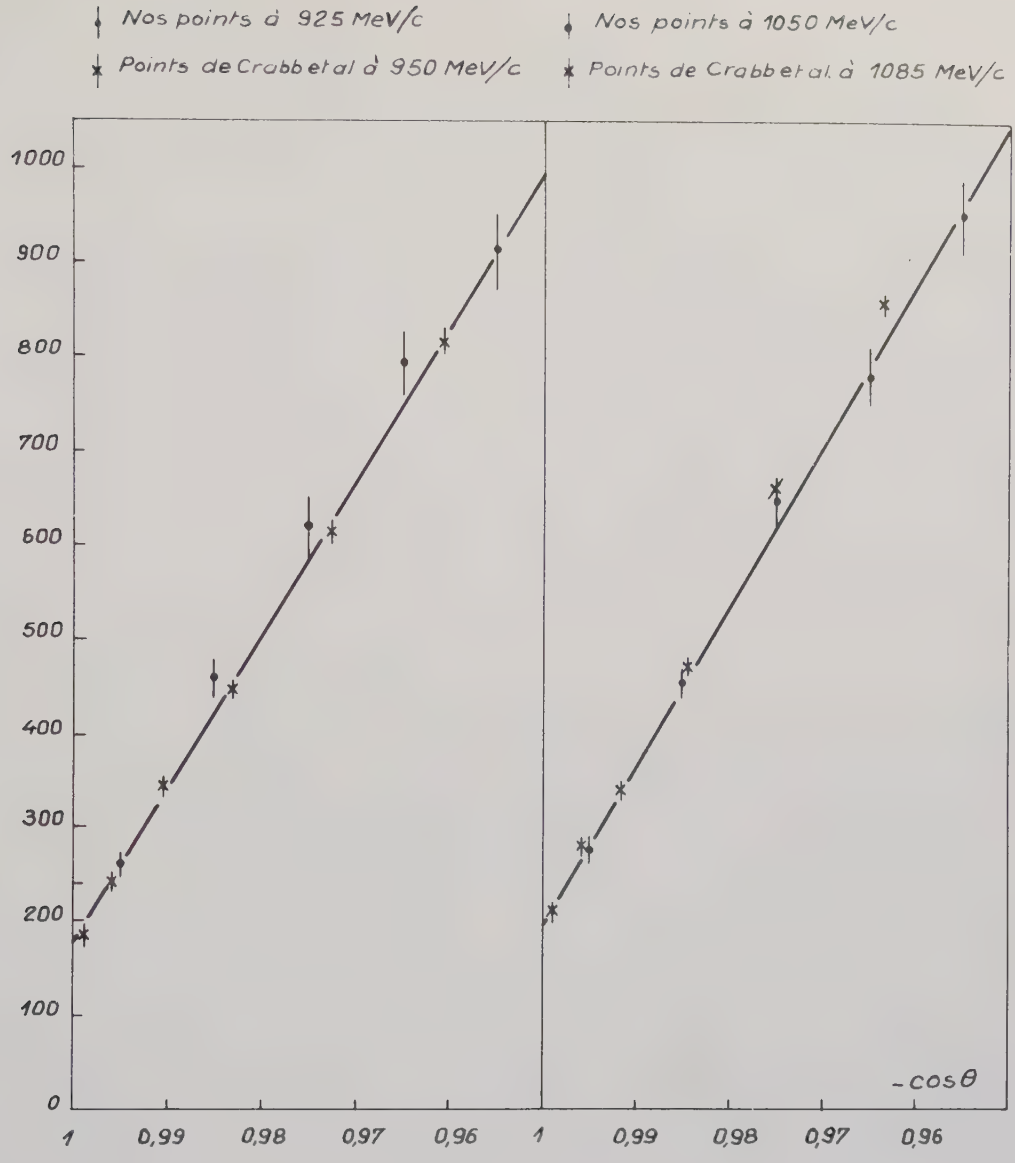

Nos points à 925 MeV/c
Points de Crabb et al à 950 MeV/c
Nos points à 1050 MeV/c
Points de Crabb et al. à 1085 MeV/c
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
0
1
0,99
0,98
0,97
0,96
1
0,99
0,98
0,97
0,96
-cosθ

FIG.25

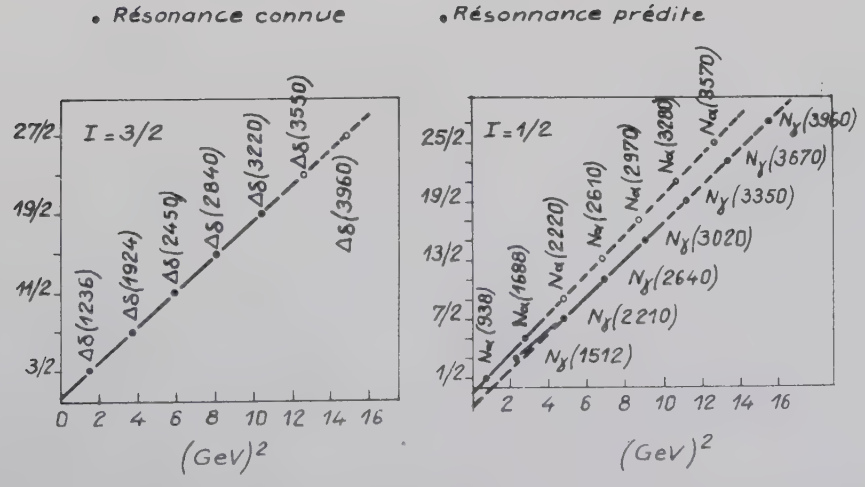

• Résonance connue
• Résonnance prédite
I = 3/2
27/2
19/2
11/2
3/2
Δδ(1236)
Δδ(1924)
Δδ(2450)
Δδ(2840)
Δδ(3220)
Δδ(3550)
Δδ(3960)
0 2 4 6 8 10 12 14 16
(GeV)²
I = 1/2
25/2
19/2
13/2
7/2
1/2
Nα(938)
Nα(1688)
Nα(2220)
Nα(2610)
Nα(2970)
Nα(3280)
Nα(3570)
Nγ(1512)
Nγ(2210)
Nγ(2640)
Nγ(3020)
Nγ(3350)
Nγ(3670)
Nγ(3960)
2 4 6 8 10 12 14 16
(GeV)²

FIG.26

IV - L'INTERPRETATION PHENOMENOLOGIQUE DES RESULTATS

1 - INTRODUCTION.

2 - DESCRIPTION DES MODELES.

3 - COMPARAISON DES RESULTATS ET DES PREVISIONS DES DIFFERENTS MODELES.

4 - CONCLUSION.

1 - Introduction.

L'étude expérimentale de la diffusion π-nucléon a accumulé une grande quantité de résultats [23] . Malheureusement, il n'existe pas de formalisme mathématique capable de donner des prédictions numériques pour les interpréter. Le formalisme de la matrice S n'a pas été développé en une théorie capable de prédire des quantités mesurables. Une théorie complète des interactions fortes n'existant pas, l'interprétation des résultats expérimentaux ne peut se faire qu'à l'aide de modèles phénoménologiques. Pour être valables de tels modèles doivent répondre aux deux critères principaux suivants :

a). Prédiction correcte des résultats expérimentaux en utilisant un nombre minimum de paramètres.

b). Simplicité et possibilité d'y intégrer les principes généraux de sysmétrie, analyticité, causalité etc...

Phénoménologiquement, on peut diviser l'interaction π-nucléon en deux grandes zones :

. La région des résonances où l'énergie est inférieure à 5 GeV.

. La région des hautes énergies pour les énergies supérieures à 5 GeV.

La première région est caractérisée par de nombreuses structures visibles aussi bien dans les mesures de sections efficaces totales, différentielles ou d'échange de charge (cf. figure 20 pour les sections efficaces différentielles élastiques $\pi^- p$ à 180°). Ces structures sont interprétées comme étant des états résonnants. L'amplitude de ces structures décroît en fonction de l'énergie pour rejoindre la zone des hautes énergies ou les sections efficaces deviennent des fonctions lentement décroissantes de l'énergie. La région des résonances est encore subdivisée en deux zones : la zone des analyses en déphasage jusqu'à

2 GeV, la zone intermédiaire entre 2 et 5 GeV. Notre expérience complétée par celle de Kormanyos fournit des points expérimentaux entre 0,875 et 5 GeV/c.

Le modèles des pôles de Regge [24] qui donne de très bons résultats pour les interactions à très hautes énergies ne se prolonge pas aisément vers les basses et moyennes énergies. En effet, sur le plan théorique, lorsque l'énergie diminue, il devient difficile de justifier les conditions asymptotiques et les approximations utilisées pour déduire les amplitudes dites de Regge. De plus, il est inopérant dans la zone des résonances. Dans cette dernière zone de bons ajustements sont obtenus en utilisant uniquement les résonances de la voie directe (Carrol et al [15], Shanta [16]). Les résonances utilisées sous forme de somme de fonctions de Breit et Wigner, sont déterminées le plus souvent par les analyses en déphasage. Dans la zone intermédiaire le problème est plus délicat à résoudre, car les structures sont moins bien dessinées, les processus inélastiques deviennent prépondérants et les analyses en déphasage exigent un nombre croissant de paramètres. Le modèle d'interférence, suggéré initialement par Heinz et Ross [11], qui associe les amplitudes résonnantes de la voie directe (s) aux amplitudes de Regge de la voie croisée (t ou u) a été mis au point pour jeter un pont entre les deux régions où des modèles locaux sont opérants. Barger et Cline [3] ont analysé à l'aide de ce modèle les résultats de la diffusion $\pi^- p$ vers l'arrière entre 1,5 et 5 GeV/c. Le bon accord obtenu entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux leur a permis, indépendemment des analyses en déphasage de préciser le spin et la parité de certaines résonances π-nucléon. Néanmoins, des critiques très justifiées du modèle, faites par Dolen et al [12] ont montré que ce modèle tenait compte deux fois de certaines amplitudes (cf. paragraphe IV-3). Chiu et Stirling [13] dans la région de 2 à 6 GeV/c ont remarqué que le modèle d'interférence ajustait mal les sections

efficaces différentielles vers l'arrière de la réaction $\pi^+ p$. En particulier le modèle prédit des sections efficaces trop grandes à 180°, ainsi que des effets d'interférence trop grands dans les sections efficaces différentielles $\pi^{\pm} p$ vers l'avant. Une tentative pour sauver le modèle d'interférence a été faite par Minami et al [14] . Pour éviter les difficultés de double comptage, ces auteurs ont proposé une nouvelle estimation du fond non résonnant en retranchant une amplitude moyenne de résonance aux amplitudes définies par le modèle d'interférence. Entre 1,5 et 3 GeV/c l'accord avec l'expérience est assez bon. Le prolongement vers les énergies plus basses se révèle être très dépendant des détails du modèle et finalement il semble que le bon accord constaté est dû à l'augmentation notable du nombre des paramètres nécessaires à l'ajustement.

Après avoir précisé les amplitudes de la diffusion π-nucléon, dans ces différents modèles, nous comparerons nos résultats expérimentaux avec leurs prévisions.

2 - Description des modèles.

A) - Modèles résonnants.

a). Généralités sur les amplitudes de la diffusion π-nucléon.

Nous allona analyser sommairement le problème de la diffusion d'une particule de spin 0 (π-) par une particule de spin 1/2(p) dans le système du centre de masse. L'amplitude de la diffusion (π-p ——— π-p) peut être définie comme une fonction $a(\sqrt{s}, \theta)$ de l'énergie totale $\sqrt{s}$ et de l'angle de diffusion θ. Le nucléon a un spin $s_b = 1/2$ avec les composantes $m_s = \pm 1/2$. On définit donc l'amplitude totale $a(\sqrt{s}, \theta)$ comme la somme de deux amplitudes partielles $f(\sqrt{s}, \theta)$ et $g(\sqrt{s}, \theta)$ où $f(\sqrt{s}, \theta)$ est l'amplitude sans retournement du spin et $g(\sqrt{s}, \theta)$ l'amplitude avec retournement du spin.

$$a(\sqrt{s},\theta) = f(\sqrt{s},\theta) + i\,\vec{\sigma}.\vec{n}\; g(\sqrt{s},\theta) \qquad (2)$$

où $\vec{n}$ est la normale au plan de la diffusion.

$\vec{\sigma}$ est l'opérateur de spin.

La section efficace différentielle élastique est alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \left| a(\sqrt{s},\theta) \right|^2 \qquad (3)$$

Le calcul explicite de la relation (3) en fonction de f et g nécessite d'écrire le spineur $\chi(m_s)$ en termes des vecteurs propres χ_s ($\pm$ 1/2) de l'opérateur $\vec{\sigma}\,.\,\vec{n}$, on obtient la relation classique suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \left| a(\sqrt{s},\theta) \right|^2 = \left| f(\sqrt{s},\theta) \right|^2 + \left| g(\sqrt{s},\theta) \right|^2 \qquad (4)$$

Cette relation n'est valable que pour une cible non polarisée.

b). Les décompositions en ondes partielles.

Dans un processus de diffusion les ondes entrantes et sortantes sont des états propres de Lz et L^2 (moment angulaire orbital) avec les valeurs propres 0 pour Lz et $\ell(\ell+1)$ pour L^2. Par conséquent, on peut les décomposer en termes d'états propres de L^2 sur la base des polynômes de Legendre $P_\ell(\cos\theta)$. Dans le cas de particules avec spin, pour chaque valeur du moment angulaire orbital, nous avons deux valeurs du moment angulaire total j ($j = \ell \pm 1/2$). Les moments angulaires orbital et total sont conservés ensembles (c'est une conséquence de la conservation du moment angulaire total et de la conservation de la parité. Si nous décomposons la fonction d'onde en termes de fonctions propres des moments angulaires total et orbital avec les valeurs propres j et ℓ chaque onde partielle peut être traitée séparémment. L'état final

pour la diffusion élastique est alors :

$$f(\sqrt{s},\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \left[(l+1) f_{l^+}(\sqrt{s}) + l f_{l^-}(\sqrt{s}) \right] P_l(\cos\theta) \tag{5}$$

$$g(\sqrt{s},\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=1}^{\infty} \left[f_{l^+}(\sqrt{s}) - f_{l^-}(\sqrt{s}) \right] P_l^1(\cos\theta) \tag{6}$$

où

- P_l^1 (Cos θ) = sin θ (d P_l/d cos θ) est la première fonction de Legendre associée.
- L'indice l^+ correspond à l'état avec j = l + 1/2
- L'indice l^- correspond à l'état avec j = l - 1/2.

$f_{l^\pm}$ sont les amplitudes d'onde partielle définies par la relation suivante :

$$f_{l^\pm} = \frac{1}{2i} \left(\eta_{l\pm\frac{1}{2}} \; e^{2i\delta_{l\pm 1/2}} - 1 \right) \tag{7}$$

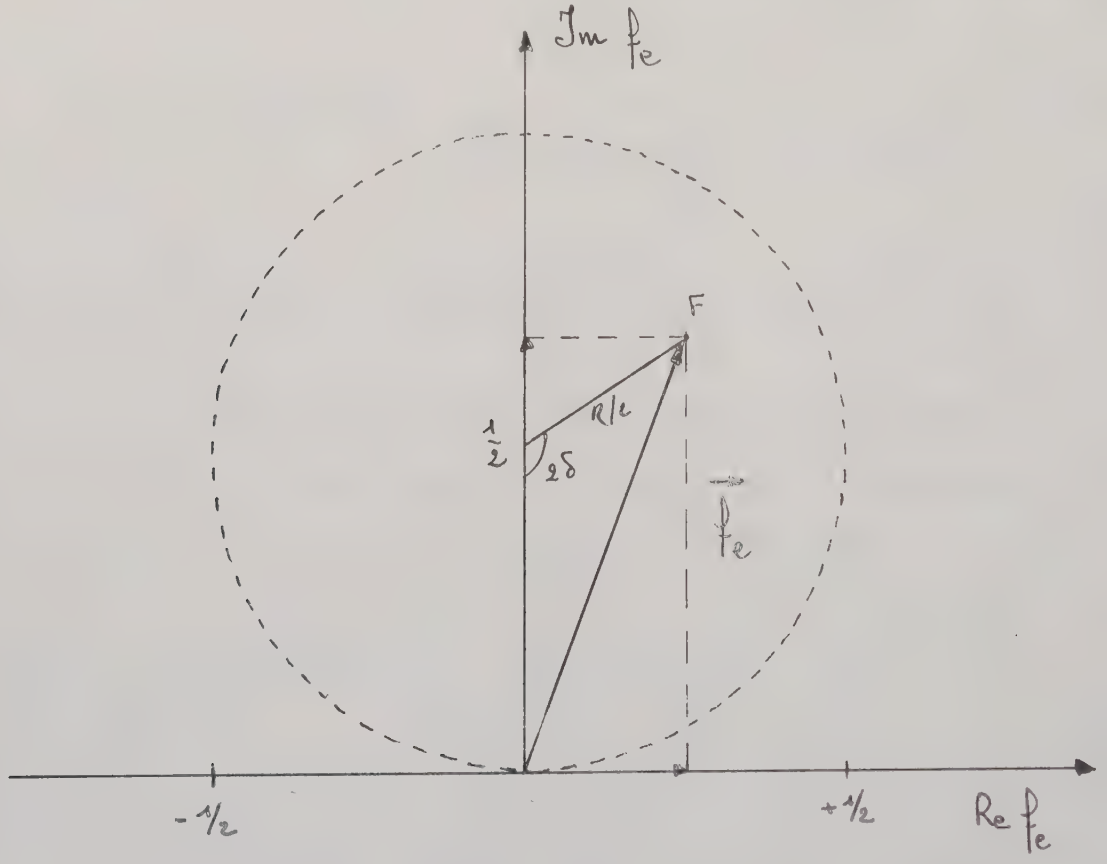
η_l et δ_l sont respectivement le paramètre d'absorbtion et le déphasage de la l ème onde partielle. Pour chaque onde partielle si l'on supprime les indices l'amplitude de la diffusion élastique s'écrit :

$$Re\, f_l = \frac{\eta}{2} \sin 2\delta$$
$$Im\, f_l = \frac{1}{2}(1 - \eta \cos 2\delta) \tag{8}$$

(9)

Dans le plan complexe, f_l est un vecteur situé à l'intérieur d'un cercle de rayon 1/2 et centré sur l'axe imaginaire au point 1/2. L'amplitude ne peut être située à l'extérieur de ce cercle en raison de la conservation de la probabilité (l'onde sortante serait plus grande que l'onde entrante). Lorsque l'énergie de

la particule incidente change, l'extrémité F du vecteur f_e se meut à l'intérieur du cercle ou même sur le cercle si $\eta = 1$. Le dessin (figure) qui représente la variation de l'amplitude est couramment appelé diagramme d'Argand.



Le fait que le cercle est sur la partie supérieure de l'axe imaginaire est imposé par le théorème optique qui relie la section efficace totale (σ_T) à la partie imaginaire de l'amplitude de la diffusion élastique vers l'avant. Pour chaque onde partielle nous avons :

$$\sigma_T = (4\pi/k)\, \mathrm{Im}\, A(0) = 4\pi/k^2 (J+\tfrac{1}{2})\, \mathrm{Im}\, f_e \qquad (10)$$

La relation 10 montre que $\mathrm{Im}\, f_e$ ne peut être négatif.

c). Le formalisme du spin isotopique.

Dans le formalisme du spin isotopique une interaction forte dépend

uniquement de l'isospin total (principe de l'indépendance de charge). Puisque l'isospin du pion est 1 et celui du nucléon 1/2, l'isospin total du système ne peut être que : 1/2 ou 3/2. En utilisant les règles d'addition du moment angulaire on a pour les amplitudes des trois réactions élastiques mesurables les relations suivantes :

$$\pi^+ p \to \pi^+ p \;:\; a_+(\sqrt{s},\theta) = a_{3/2} \qquad \text{(11 a)}$$

$$\pi^- p \to \pi^- p \;:\; a_-(\sqrt{s},\theta) = \tfrac{1}{3} a_{3/2} + \tfrac{2}{3} a_{1/2} \qquad \text{(11 b)}$$

$$\pi^- p \to \pi^0 n \;:\; a_0(\sqrt{s},\theta) = \sqrt{2}/3 \,(a_{3/2} - a_{1/2}) \qquad \text{(11 c)}$$

Les ondes partielles seront définies de la manière suivante : on appelle S, P, D ... etc, les ondes ℓ = 0, 1/2, etc... en y joignant les indices 2 I et 2 J. Par exemple, l'onde $D_{1\,3}$ a les nombres quantiques suivants :

ℓ = 2, I = 1/2 et J = 3/2.

d). Les analyses en déphasage.

La détermination des déphasages a été le but traditionnel de l'étude de la diffusion à très basse énergie. Plus récemment l'analyse en déphasage est devenue une méthode pour découvrir de nouveaux états résonnants et déterminer leurs nombres quantiques.

L'analyse en déphasage consiste à résoudre les équations que nous venons d'écrire (5 à 7) par rapport aux phases et aux paramètres d'absorbtion en choisissant la meilleure solution parmi toutes les solutions possibles. L'hypothèse de base de telles analyses est d'admettre que chaque cercle dans le diagramme d'Argand relatif à une onde partielle déterminée correspond à une

résonance pour la même onde partielle quand la phase de l'amplitude passe par 90°. En fait cela n'est strictement vrai que pour un état résonnant pur, l'adjonction d'une amplitude de fond non résonnant variant lentement avec l'énergie peut provoquer une distortion considérable de la trajectoire circulaire (cf. paragraphe IV-c.). Pour toutes les énergies inférieures à 2 GeV il est suffisant de limiter les décompositions en ondes partielles à $\ell = 5$. Une analyse en déphasage comprenant 6 ondes partielles contient 44 paramètres par énergie. Il existe environ 4.000 points expérimentaux correspondant à 60 énergies. (Giacomelli [25]) Le problème est donc mathématiquement très compliqué et les analyses en déphasage ne sont entreprises que par un nombre limité de groupes spécialisés qui utilisent des programmes sur ordinateur très lourds et très élaborés. N'ayant pas la possibilité de faire une telle analyse nous nous sommes contentés (paragraphe IV), de comparer nos résultats expérimentaux avec les prévisions des analyses existantes de divers groupes spécialisés.

e). Les amplitudes résonantes.

Un état résonant est un état métastable à l'énergie de la résonance M_R, il se désintègre avec un temps de vie de $\tau = \hbar/\Gamma$. La transformée de Fourrier d'une amplitude $f \propto e^{(-\Gamma/2 - iM_R)t}$ est une forme de Breit et Wigner $f \propto \frac{\Gamma/2}{M_R - \sqrt{s} - i\Gamma/2}$. La fonction f prend pour le canal élastique la forme simple suivante :

$$f_e = \frac{\Gamma_e/2}{M_R - \sqrt{s} - i\Gamma/2} \qquad (12)$$

où Γ est la largeur totale de la résonance et Γ_e la largeur partielle correspondant au canal élastique. Il est facile de montrer que pour la résonance élastique l'amplitude f_e suit la trajectoire circulaire du diagramme d'Argand

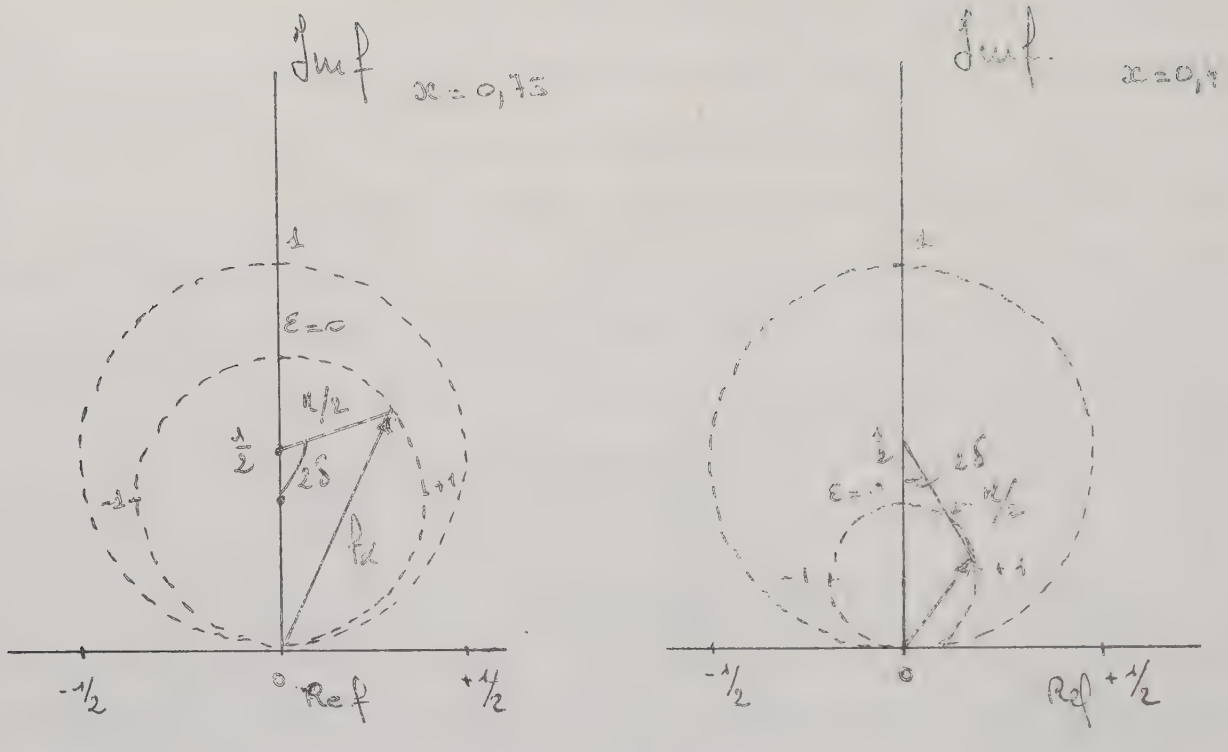
avec $\eta = 1$ pour $\delta = 45°$, $\sqrt{s} = MR - T/2$ et pour $\delta = 135°$, $\sqrt{s} = M_R + T/2$. La présence de $M_R - \sqrt{s}$ au dénominateur de la relation (12) impose le sens de rotation, c'est le sens trigométrique ce qui correspond à la condition de Wigner [35] . L'amplitude résultant de la présence d'une résonance (relation 12) peut s'écrire dans une forme plus explicite en utilisant les relations 5 et 6. La contribution d'une résonance unique aux amplitudes f^I et g^I dans l'état d'isospin I est donc :

$$f^I(\sqrt{s},\theta) = \frac{1}{k} \frac{x_I (J+\frac{1}{2})}{\mathcal{E} - i} P_\ell(\cos\theta) \qquad (13)$$

$$g^I(\sqrt{s},\theta) = \frac{1}{k} \frac{x_I (-)^{J-\ell+1/2}}{\mathcal{E} - i} P_\ell^1(\cos\theta) \qquad (14)$$

où $x_I = \frac{T_e}{T}$ est le paramètre d'élasticité et $\mathcal{E} = (M_R^2 - s)/M_R T$

Tout ce que nous venons de dire n'est vrai que pour un état résonant pur. En fait, il faut tenir compte de l'interférence qui existe entre l'amplitude purement résonnante avec une amplitude de fond non résonnant ayant les mêmes nombres quantiques. Ce fait est illustré sur la figure ci-dessous où nous avons représenté les diagrammes d'Argan correspondant à l'onde S_{11}. (Dalitz [34]) pour deux valeurs $x = 0,75$ et $x = 0,4$ du paramètre d'élasticité. Le fait d'ajouter un fond non résonnant à une résonance fait perdre la notion de trajectoire du cercle, c'est ce qui rend difficile l'extraction des paramètres de la résonance dans les analyses en déphasage.



En négligeant le fond non résonnat on peut représenter l'ampltude totale de la diffusion par la somme des différentes formes de Breit et Wigner correspondant à chacune des résonances mises en évidence dans la diffusion ; c'est le modèle résonnant. Le canal direct (voie s) de la diffusion π-p est une combinaison des états purs d'isospin 3/2 et 1/2 alors que le diffusion π+p est un état pur d'isospin 3/2. A 0° et à 180° l'amplitude de la diffusion $\pi^{\pm}$p se simplifie par la disparition de l'amplitude avec retournement de spin $g(\sqrt{s},\theta)$ (la première fonction associée de Legendr s'annulle). A 180° l'étude de la diffusion est encore facilitée par l'absence de termes dus à l'interférence coulombienne, ce qui n'est pas le cas à 0°. Aussi pour la diffusion élastique π^{-}p à 180° l'amplitude purement résonante se réduit à l'équation suivante :

$$f^{Res}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = \frac{1}{k}\left[\frac{1}{3}\sum_{I=3/2}\frac{(-)^l (J+1/2)\,x_{3/2}}{\varepsilon - i} + \frac{2}{3}\sum_{I=1/2}\frac{(-)^l (J+\frac{1}{2})\,x_{1/2}}{\varepsilon - i}\right] \qquad (15)$$

Le facteur $(-)^l$ est la parité de la résonance, il détermine le signe de l'interférence d'une onde particulière avec les autres.

C'est sous cette forme simple que nous avons calculé l'amplitude de la diffusion élastique π-p à 180° pour faire une comparaison avec nos résultats expérimentaux (paragraphe IV). L'utilisation de cette relation appelle les remarques suivantes :

1. On a supposé dans tout ce qui précèse des largeurs de résonance constantes, c'est-à-dire indépendantes de l'énergie. En fait cela revient à négliger le facteur de barrière centrifuge $B_\ell = k^{2\ell+1} D_\ell(kr)$ où $D_\ell(kr)$ est défini par Blatt et Weisskopf [35] . Ce terme est de toute façon faible devant le terme dû à l'interférence de l'onde résonante avec le fond non résonnant.

2. Avant d'examiner le problème de l'existence d'un fond non résonnant, on peut remarquer que l'emploi d'une forme de Breit et Wigner simplifiée (largeur constante) a tendance à favoriser la contribution des résonances de faibles masses. On constate à haute énergie que la contribution des résonances de basses masses est loin d'être négligeable. Pour réduire cette influence, Chiu et Stirling [13] ont proposé d'introduire dans la relation (15) un facteur multiplicatif b(s) défini de la manière suivante :

$$b(s) = 1 \quad \text{pour } \sqrt{s} \leq M_R$$
$$b(s) = e^{-c(s-M_R)^2} \quad \text{pour } \sqrt{s} > M_R \qquad (16)$$

3. Les analyses en déphasage de la diffusion π-nucléon ont montré qu'il existe d'importants termes de fond non résonnant même pour des ondes

partielles dans lequelles se forme une résonance. C'est vrai, particulièrement des ondes de faible moment angulaire orbital dès que l'énergie est un peu élevée. En général il faut donc combiner deux formes de dépendance par rapport à l'énergie, l'une résonnante, l'autre pas. En première approximation, cela conduit à ajouter au terme de fond $\mathcal{A}_f$, le terme résonnant $\mathcal{A}_{Res}$. La théorie ne fournit pas de prescription quantitative sur le paramétrage à utiliser pour l'amplitude non résonnante. Le modèle d'interférence proposé initialement par Heinz et Ross [11] et développé par Barger et Cline [3] assimile le fond non résonnant à une amplitude d'échange d'une trajectoire de Regge dans la voie croisée.

f). Le modèle d'interférence.

Dans ce modèle l'amplitude de la diffusion expérimentale est représentée par la somme de l'amplitude résonnante de la voie directe (s) et de l'amplitude d'échange d'une trajectoire de Regge dans la voie croisée :

$$\mathcal{A}(\sqrt{s},\theta) = \mathcal{A}_{Res}(\sqrt{s},\theta) + \mathcal{A}_{Reg}(\sqrt{s},\theta) \qquad (17)$$

Pour la diffusion π-p à 180°, $\mathcal{A}$ Reg est l'amplitude d'échange d'une trajectoire de Regge dans la voie $\mu\ (\Delta S,\ I=3/2,\ P=+ \text{ et } \tau=-)$ qui représente en fait la diffusion élastique $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ p$.

$\mathcal{A}_{Res}$ est l'amplitude purement résonnante donnée par la somme des amplitudes partielles correspondant à la présence des récurrences de Regge ΔS, $N\alpha$ et $N\gamma$ de la voie directe.

La théorie des pôles de Regge ne nous intéresse pas en elle-même car son domaine d'application correspond à des énergies très supérieures à celles que nous avons choisies pour effectuer nos mesures. La description sommaire que nous allons en faire est surtout destinée à préciser la terminologie employée

puisque le modèle d'interférence fait intervenir une amplitude d'échange d'une trajectoire de Regge.

B) - La théorie de Regge.

a). Notion de trajectoire.

Dans le cas d'un potentiel diffuseur Regge [24] a cherché des solutions de l'équation de schrodinger correspondant à des valeurs complexes du moment angulaire orbital ℓ. De cette étude Regge a tiré les conclusions suivantes :

- L'équation radiale de Schrodinger a des solutions pour ℓ complexe si $Re\,\ell \geqslant -1/2$.

- L'amplitude d'onde partielle $f_\ell(E)$ que nous devons écrire $f(E,\ell)$ peut être définie pour des valeurs de ℓ complexes. Cette fonction est analytique pour $Re\,\ell \geqslant -1/2$ sauf pour un nombre fini de pôles.

Les pôles de $f(E,\ell)$ dans le plan complexe de ℓ sont les pôles de Regge. Ces pôles se produisent sur l'axe réel de ℓ si l'énergie E est inférieure à l'énergie E_1 correspondant au seuil de la réaction, et dans le 1/2 plan supérieur ($Im\,\ell > 0$) si $E > E_s$. Les pôles de Regge se déplacent dans le plan complexe de ℓ quand l'énergie varie, la trajectoire du pôle $\alpha = \alpha(E)$ est appelée trajectoire de Regge.

Regge a montré que l'on avait un état résonnant quand la trajectoire $\alpha(E)$ était une fonction croissante de l'énergie en passant par la valeur $R_e\,\alpha(E) = n$ (n entier positif). Sommerfeld et Watson [36] ont montré que la décomposition en ondes partielles pouvait être écrite comme la somme des résidus d'une fonction analytique, qui se transforme par le théorème de Cauchy en une intégrale. Finalement, la représentation de Regge-Sommerfeld-Watson, conduit

à une amplitude de diffusion de la forme suivante :

(18) $f(E,\theta) = \sum_i \frac{\beta_i(E)\, P_{\alpha_i}(-\cos\theta)}{\sin \pi\alpha_i}$ + une intégrale de fond $\beta_i(E)$

est une fonction connue de $\alpha_i(E)$ et des résidus $R_i(E)$ de l'amplitude d'onde partielle. L'intégrale de fond est une sommation autour de la ligne $\mathrm{Re}\,\alpha = -1/2$, on la suppose négligeable.

b). La notion de signature.

L'amplitude définie par la relation 18 est une amplitude sans retournement du spin qui ne tient pas compte d'une possibilité d'échange de potentiels. Puisque de telles interactions peuvent se produire on doit modifier la relation 18 pour en tenir compte. Cette modification fait intervenir un facteur $(-1)^{\ell}$ qu'il n'est pas facile d'interpréter pour des solutions faisant intervenir un ℓ complexe. On supprime la difficulté en traitant séparément les valeurs paires et impaires de ℓ en utilisant les deux combinaisons : $P_\ell(\cos\theta) \pm P_\ell(-\cos\theta)$ Les amplitudes d'ondes partielles $f^{\pm}(E,\ell)$ ont donc des continuations analytiques différentes et par conséquent des pôles différents. Les pôles de Regge de $f^{\pm}(E,\ell)$ ont la signature $\tau = +$, les pôles de $f^{-}(E,\ell)$ ont la signature $\tau = -$. La relation 18 prend l'aspect suivant :

$$f(E,\ell) = \sum_i \frac{\beta_i(E)}{2\sin\pi\alpha_i}\left(P_{\alpha_i}(-\cos\theta) + \tau_i P_{\alpha_i}(\cos\theta)\right) + \int \cdots \quad (19)$$

La notion de signature est importante car elle conduit à séparer les valeurs du moment angulaire orbital ℓ des particules et des résonances de 2 unités $(\Delta\ell = 2)$ sur une même trajectoire.

C). Les trajectoires de Regge des résonances nucléoniques.

On admet que les idées de pôles de Regge que nous venons de voir dans la cas d'un potentiel diffuseur sont applicables à toutes les interactions fortes. Cette hypothèse ne peut pas être prouvée dans le cadre des théories existantes on la vérifie par comparaison a posteriori des prévisions avec les résultats expérimentaux. Dans la diffusion π-nucléon, pour chaque valeur de ℓ il y a deux amplitudes d'onde partielle $f(E,\ell^{\pm})$ l'une correspondant à $j = \ell + 1/2$, l'autre à $j = \ell - 1/2$. Aussi dans chaque état d'isospin il y a quatre types de trajectoires possibles que la relation de symétrie de Mac Dowell [ ] réduit à deux. En effet, $f(E,+,\ell) = f(E,-,\ell+1)$, pour une trajectoire de Regge pour laquelle $\alpha = a + bE^2$, le changement de signe de l'énergie n'intervient pas. C'est-à-dire que si $f(E,+,\ell)$ a un pôle, il y a un pôle similaire pour $f(E,-,\ell+1)$. A priori les trajectoires $\alpha(\mu)$ fonction de l'énergie (μ) (ou de θ) sont inconnues. De ce fait, il n'existe aucun guide pour classer les résonances (spin et parité déterminées expérimentalement) en tant que récurrence d'une trajectoire de Regge.

Pour construire un schéma acceptable de classification des résonances baryoniques en accord avec la conception des récurrences de Regge, on doit s'appuyer fortement sur les résonances de faibles masses pour lesquelles il n'y a pas d'ambiguité dans la détermination du spin et de la parité. Dans l'état d'isospin 3/2 il est bien connu que les résonances de masse 1236 et 1924 MeV sont respectivement des $3/2^+$ et $7/2^+(S^P)$; nous acceptons ces résonances comme les premiers termes de la trajectoire $\Delta\delta$ (Δ employé pour l'état d'isospin 3/2) et nous examinons les résonances possibles de masses 2450, 2840 et 3220 MeV. Le moyen le plus commode et surtout le plus économique de les analyser est de les

placer sur la trajectoire $\Delta\delta$ comme l'indique le schéma de Chew et Frantchi [17] figure 26. A partir des masses déterminées expérimentalement la forme résultante de $Re\ \alpha(\sqrt{u})$ est bien approchée par une droite en fonction de u.

Le même moyen est appliqué pour l'état d'isospin 1/2. La figure 26 donne les trajectoires $N\alpha$ (parité +) et $N\gamma$ (parité -) où N exprime l'état d'isospin 1/2.

D). Les amplitudes d'échange de Regge.

Sans entrer dans le détail des calculs (Barger et Cline [3] , Singh [18] et Friedman [19]), les amplitudes f et g s'expriment en terme d'échange de pôle de Regge par les relations suivantes :

$$f = (1/\sqrt{s})\,[E_N - M] - \cos\theta\,(E_N - M)\,R(u,s) \qquad (19)$$

$$g = -(1/\sqrt{s})\,[E_N - M]\,\sin\theta\,R(u,s) \qquad (20)$$

où

$$R(u,s) = (\alpha + 1/2)(\alpha + 3/2)\,\gamma\,\frac{1 + i\tau e^{-i\pi\alpha}}{\cos\pi\alpha}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha - \frac{1}{2}}$$

τ est la signature de la trajectoire, E_n l'énergie du nucléon dans le système du centre de masse $\left((s + M^2 - \mu^2)/2\sqrt{s}\right)$; M la masse du nucléon, μ celle du π enfin α est la trajectoire de Regge dont γ est le résidu au pôle considéré.

Par application des relations de spin, isotopique nous avons :

$$f^{\pi - p} = f^{\Delta} \quad ; \quad g^{\pi - p} = g^{\Delta} \qquad (21)$$

Pour la diffusion élastique π-p à 180° la relation prend la forme finale suivante :

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|^{\text{Regge}}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = \frac{2E_N}{\sqrt{s}}\left(\alpha+\tfrac{1}{2}\right)\left(\alpha+\tfrac{3}{2}\right)\gamma\,\frac{1+i\tau e^{-i\pi\alpha}}{\cos\pi\alpha}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-\frac{1}{2}} \qquad (22)$$

Dans le paragraphe suivant nous expliciterons les valeurs de α et γ adoptées pour la comparaison de nos résultats avec le modèle d'interférence. La validité du modèle d'interférence a été mise en cause par Dollen et al (12) et Chiu et Shirling [13] . Ces auteurs ont mis en évidence un problèle de double comptage ; la trajectoire de Regge $\Delta\delta$ utilisée dans la voie croisée subsiste en tant que récurrence dans la voie directe. D'autre part, Chiu et Stirling ont constaté que si l'on veut ajuster des résultats avec une amplitude de la forme "fond + résonances" il faut modifier la forme habituellement employée de l'une ou l'autre amplitude :

- Si on utilise l'extrapolation d'un terme asymptotique pour obtenir la contribution du fond non résonnant, la contribution des résonances doit osciller autour de ce fond. Ce que l'on pourrait faire en prenant la forme résonnante suivante : $f_{Res} \simeq \alpha(\varepsilon+i)/(\varepsilon-i)$

- Par contre, si l'on veut garder inchangée l'amplitude résonnante habituelle (Breit et Wigner), l'amplitude asymptotique employée doit approcher zéro dans la région où la contribution des résonances est dominante. Dans cet esprit Dollen a proposé de modifier l'amplitude définie par le modèle d'interférence en lui retranchant une amplitude moyenne de résonance $\langle a_{Res}\rangle$. Un modèle de ce type a été proposé par Minami et al [14] .

E). Le modèle d'interférence modifié.

Dans ce modèle l'amplitude de la diffusion π-nucléon est schématisée par la relation suivante :

$$a = a_{Regge} + a_{Res} - \langle a_{Res} \rangle \qquad (23)$$

où les amplitudes a_{Regge} et a_{Res} sont exprimées par les mêmes relations que dans le modèle d'interférence. $\langle a_{Res} \rangle$ dépend de l'énergie par une relation analogue à celle que l'on utilise pour représenter a_{Regge}. Minami et al [14] ont justifié ce choix à l'aide des deux remarques suivantes :

- Toutes les trajectoires de Regge, sauf le "Pomeron" sont générées par les résonances de basses énergies,

- La section efficace différentielle moyenne est bien décrite par une amplitude de Regge extrapolée [ ] . La forme adoptée pour $\langle a_{Res} \rangle$ est la suivante :

$$\langle a_{Res} \rangle = \frac{2E_s}{\sqrt{s}} \left(c \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-n} + i\, c' \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-n'} \right) \qquad (24)$$

Pour déterminer les paramètres C et n Minami a fait les hypothèses suivantes :

a). Re $(\langle a_{Res} \rangle)$ doit avoir le même comportement asymptotique que Re a_{Res} à haute énergie. De cette façon le terme de Regge subsiste seul à très haute énergie. b) $\int_{1,5}^{3,2} Re\,(a_{Res})\, dp \equiv \int_{1,5}^{3,2} Re(\langle a_{Res} \rangle) dp$

Ainsi les résonances ne sont plus que des structures qui se supperposent à une valeur moyenne exprimée par le terme de Regge. Pour la détermination des paramètres c' et n' on applique ces mêmes hypothèses aux parties imaginaires des amplitudes a_{Res} et $\langle a_{Res} \rangle$.

Entre 1,5 et 3,2 GeV/c avec $c = 5,78\ GeV^{-1}$, $c' = -1,25\ GeV^{-1}$, $n = 2,18$ et $n' = 1,67$ Minami et al ont obtenu un bon ajustement des sections efficaces différentielles élastiques $\pi^{\pm} p$ à 180°.

3 - Comparaison des résultats et des prévisions des différents modèles.

a). Les analyses en déphasage.

Nous avons calculé les sections efficaces différentielles élastiques π-p à partir des amplitudes d'ondes partielles présentées par Herndon et al [20]. Nous avons retenu dans cette compilation les paramètres de phase et d'absorption du C.E.R.N. [26] , de Berkeley [27] et de Glasgow [28] pour les paramètres de Saclay nous avons utilisé les résultats plus récents d'Ayed et al [29] . Les figures 27 a et 27 b représentent nos résultats expérimentaux et les sections efficaces calculées à partir des analyses en déphasage pour l'angle le plus grand atteint par nos mesures ($\cos\theta = -0,995$). Entre 1,2 et 1,6 GeV/c le résultat des analyses du C.E.R.N., de Berkeley et surtout de Saclay prédisent assez bien les résultats expérimentaux. Par contre entre 0,875 et 1,2 GeV/c il y a désaccord complet en particulier Berkeley et Saclay prédisent une bosse aux environs de 1100 MeV/c alors qu'expérimentalement on trouve un creux très prononcé. On peut remarquer également que dans cette zone d'énergie les quatre groupes présentent des résultats très dissemblables. Ces différences s'expliquent à la fois par le choix de la méthode employée pour faire l'analyse et par la sélection des résultats expérimentaux effectués préalablement par chaque groupe. En effet, la première étape de toute analyse de ce genre consiste à rechercher les solutions aux énergies où l'on dispose du plus grand nombre de résultats expérimentaux utilisables. Les solutions apparaissent alors comme des vallées dans l'hypersurface

représentative du Chi 2, ce qui nécessite de disposer de résultats expérimentaux précis (faible erreur systématique) car la valeur du Chi 2 obtenu dépend très fortement des erreurs expérimentales.

Il est difficile de tirer des conclusions définitives de la comparaison que nous venons de faire, car les analyses en déphasage que nous avons utilisé ne prennent pas en compte nos résultats expérimentaux, ni ceux obtenus récemment par d'autres groupes. Le groupe de Saclay vient d'entreprendre une nouvelle analyse qui tient compte des mesures récentes, en particulier ils utilisent les résultats de la mesure de la diffusion élastique $\pi^{\pm}$ p à 0° que nous avons effectués avec le même appareillage (Abillon et al [30]). Sur la figure 31 nous présentons les résultats préliminaires de cette nouvelle analyse, on constate que l'allure générale de la section efficace différentielle π^-p à 180° est assez bien reproduite. Toutefois, nous devons attendre la publication de l'analyse complète pour examiner les changements apportés à la position et à la largeur des résonances déduites de cette nouvelle analyse. On pourra se faire une idée de ces changements à l'aide des résultats du modèle purement résonnat que nous allons examiner dans le prochain paragraphe.

b). Le modèle purement résonnant :

Nous avons calculé la section efficace différentielle élastique π^-p à 180° à l'aide de la relation 15 (paragraphe IV-2.c).

$$f^{Res}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = \frac{1}{k}\left[\frac{1}{3}\sum_{I=3/2}\frac{(-)^l (l+1/2)\, x_{3/2}}{\varepsilon - i} + \frac{2}{3}\sum_{I=1/2}\frac{(-)^l (l+\frac{1}{2})\, x_{1/2}}{\varepsilon - i}\right]$$

Dans la zone d'énergie choisie (0,8 à 3,6 GeV/c) la comparaison porte sur nos mesures expérimentales complétées à plus haute énergie par celle de Korhanyos.

1. Dans un premier temps nous avons utilisé toutes les résonances bien définies

ou considérées comme fortement probables apparaissant dans la compilation de Rosenfeld [20]. Nous avons pris les valeurs moyennes des paramètres des résonnances (position, largeurs, élasticité) fournies par cette compilation (tableau 5 et 6). La figure 28 montre la variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie, ainsi que les contributions séparées des états d'isospin 3/2 et 1/2 munies des coefficients apparaissant dans la relation 15. Si la courbe globale ne parâit pas être en bon accord avec l'expérience, la contribution de l'état pur d'isospin 3/2 apparaît comme une bonne approximation des résultats expérimentaux entre 1,3 et 3,6 GeV/c d'impulsion du π^- incident. Nous constatons également que la contribution de l'amplitude dans l'état pur d'isospin 3/2 est prépondérante pour toute la zone d'énergie examinée.

2. Dans la suite de notre analyse nous avons conservé sans changement les valeurs moyennes des paramètres fournis par la compilation de Rosenfeld pour l'état d'isospin 3/2 pour les deux raisons suivantes :

- Les réso nances apparaissant dans l'état d'isospin 3/2 sont bien définies expérimentalement par l'étude de la diffusion $\pi^+ p$ qui est un état pur d'isospin 3/2 alors que les résonances dans l'état d'isospin 1/2 se déduisent de l'étude d'un mélange des deux états d'isospin.

- Les paramètres employés pour les résonances de l'état 3/2 fournissent une bonne approximation de la section efficace différentielle élastique π^- à 180° entre 1,3 et 3,6 GeV/c (figure 28).

Ce choix préalable nous amène donc à éliminer la résonance de masse 2250 MeV ($3/2, 5/2^+$) introduite arbitrairement par Carrol [15] pour construire le minimum aigu constaté à 2,1 GeV/c dans les résultats expérimentaux.

3. Le tableau 6 indique les valeurs des paramètres des résonances que nous avons adoptés pour les résonances apparaissant dans l'état d'isospin 1/2. Pour tous les changements effectués nous sommes restés dans les limites des incertitudes des expérimentales données par Rosenfeld sauf pour la résonance de masse 1860. Cette résonance bien que notée comme seulement possible par Rosenfeld s'est révélée nécessaire dans notre analyse, avec une largeur de 100 MeV au lieu des 300 $\pm$ 60 MeV annoncés et un paramètre d'élasticité de 0,1 au lieu de 0,27 $\pm$ 0,07. La figure (29) montre la variation de la section efficace différentielle élastique $\pi^- p$ à 180° obtenue à l'aide du modèle résonnant. L'accord avec les résultats expérimentaux est bon tant pour les énergies moyennes que pour les basses énergies.

4. Pour tenir compte du fait que la contribution des résonances de basse masse est loin d'être négligeable à plus haute énergie nous avons introduit dans la relation 10 le facteur b(s) défini dans le paragraphe IV-2.e :

$$b(s) = 1 \quad \text{pour } \sqrt{s} \leq M_R$$

$$b(s) = e^{-c(s-M_R^2)} \quad \text{pour } \sqrt{s} > M_R$$

Nous avons pris pour c la valeur proposée par Chiu et Stirling soit c = 0,5. L'accord avec l'expérience figure (29), reste bon entre 0,7 et 1,3 GeV/c et devient meilleur qu'avec le modèle résonnant non modifié au-delà de 1,3 GeV/c jusqu'à 3,6 GeV/c.

Ainsi avec le minimum de changement des paramètres moyens des résonances actuellement bien définies et surtout sans en introduire de nouvelles (dont celle de Carrol) nous avons utilisé deux modèles prédisant bien les résultats expérimentaux de la diffusion élastique $\pi^- p$ à 180° entre 0,7 et 3,6 GeV/c

d'impulsion du π^- dans le système du laboratoire. Nous confirmons donc la présence des résonances habituellement admises avec leur paramètres, y compris la résonance de masse 1860 MeV avec des paramètres modifiés et nous éliminons la résonance présumée introduite par Carrol vers 2250 MeV. Ces modèles restent inopérant à très haute énergie et comme nous l'avons signalé au paragraphe ne tiennent pas compte de l'interférence due à la présence d'un fond non résonnant.

c). Les autres modèles.

Comme nous l'avons montré au paragraphe , Barger et Cline [3] ont tenté d'assimiler le fond non-résonnant à une amplitude d'échange d'une trajectoire de Regge dans la voie croisée. Nous avons calculé la section efficace différentielle élastique $\pi^- p$ à 180° à l'aide des relations 15 et 22 :

$$f_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = f^{Res}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) + f^{Reg}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°)$$

où

(15)
$$f^{Res}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = \frac{1}{k}\left[\frac{1}{3}\sum_{3/2}\frac{(-)^l(J+\frac{1}{2})x_{3/2}}{\varepsilon - i} + \frac{2}{3}\sum_{1/2}\frac{(-)^l(J+\frac{1}{2})x_{1/2}}{\varepsilon - i}\right]$$

(22)
$$f^{Reg}_{\pi^- p}(\sqrt{s}, 180°) = \frac{2E_N}{\sqrt{s}}\left(\alpha+\frac{1}{2}\right)\left(\alpha+\frac{3}{2}\right)\gamma\,\frac{1+i\tau e^{-i\pi\alpha}}{\cos\pi\alpha}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-\frac{1}{2}}$$

Nous avons adopté les paramètres proposés et confirmés par Barger et al pour la trajectoire $\Delta\delta$. Dans l'approximation du résidu constant les valeurs des paramètres sont les suivantes :

$$Re\,\alpha(\sqrt{u}) = 0,15 + 0,9\,u$$

$$\gamma = 0,2\ Gev^{-1}\ ;\ s_0 = 0,4\ (Gev)^2$$

Tableau 5

Etat d'isospin 1/2

NOM	ONDE	S^p	Valeurs moyennes de Rosenfeld			nos valeurs dans le modèle résonnant			valeurs employées par Barger			impulsion (Lab)
			Masse	T	x	Masse	T	x	Masse	T	x	πN — πN
1470	P	$1/2^+$	1468 ± 19	244 ±62	0,61 ±0,09	1500	250	0,68				660
1520	D	$3/2^-$	1520 ± 10	120 ±13	0,53 ±0,04	1520	120	0,45	1520	120	0,60	750
1535	S	$1/2^-$	1535 ± 28	118 ±35	0,39 ±0,14	1535	118	0,25				790
1670	D	$5/2^-$	1672 ± 10	142 ±29	0,42 ±0,04	1680	170	0,50				1020
1688	F	$5/2^+$	1688 ± 4	127 ±22	0,62 ±0,06	1688	127	0,62	1688	100	0,60	1030
1700	S	$1/2^-$	1706 ± 31	256 ±98	0,69 ±0,13	1750	256	0,60				1070
1780	P	$1/2^+$	1783 ± 45	350 ±63	0,34 ±0,05	1783	350	0,34				1200
1860	P	$3/2^+$	1864 ± 17	335 ±58	0,27 ±0,07	1860	100	0,10				1360
1990	F	$7/2^+$	1989 ± 6	238 ±12	0,109 ±0,019	1989	238	0,10				1630
2040	D	$3/2^-$	2039 ± 11	274 ±24	0,17 ±0,06	2060	290	0,26				1730
2190	G	$7/2^-$	2180 ± 35	299 ± 2	0,35 ± 00	2190	240	0,15	2210	240	0,25	2070
2200		$9/2^+$				2200	240	0,083	2220	200	0,05	
2610		$13/2^+$				2610	320	0,1	2610	300	0,02	
2650		$11/2^-$				2650	350	0,1	2640	400	0,05	
3020		$15/2^-$				3020	400	0,06	3020	400	0,01	

Tableau - 6

Etat d'isospin : 3/2

Nom	Onde	s^p	valeurs moyennes de Rosenfeld			nos valeurs modèle résonnant			valeurs employées par Barger			impulsion dans le Lab.	
			Masse	T	π/	Masse	T	π/	Masse	T	π	πN	πN
1236	P	$3/2^+$	1236	120	s.	1236	120	1.	1236	120	1.0	304	
1650	S	$1/2^-$	1650 ± 23	151 $^{+89}_{-}$	0,27 ± 0,12	1650	151	0,27	1690	200	0,30	960	
1690	P	$3/2^+$	1689 ± 2	267 $^{+19}_{-}$	0,93 ± 0,09	1690	267	0,1					
1670	D	$3/2^-$	1674 $^{+20}_{-}$	240 $^{+50}_{-}$	0,13 ± 0,01	1674	240	0,13				1000	
1890	F	$5/2^+$	1885 $^{+32}_{-}$	273 $^{+107}_{-}$	0,17 ± 0,02	1885	273	0,73				1420	
1910	P	$1/2^+$	1908 $^{+38}_{-}$	325 $^{+64}_{-}$	0,25 ± 0,04	1908	325	0,25				1460	
1960	D	$5/2^-$	1958 ± 9	356 $^{+44}_{-}$	0,14 ± 0,02	1960	356	0,14					
1950	F	$7/2^+$	1952 $^{+19}_{-}$	202 $^{+29}_{-}$	0,44 ± 0,07	1952	202	0,44	1924	170	0,49	1540	
2250		$5/2^-$	2250	150	0,1				2250	150	.1		
2410		$11/2^+$	2420	310	0,11	2410	350	0,13	2450	280	.12		
2850		$15/2^+$	2840	400	0,06	2850	400	0,06	2840	400	.05		

Dans un premier temps nous avons pris les paramètres des résonances proposés par Barger (tableau 5 et 6) nous retrouvons sur la figure 30 le bon ajustement que Barger avait obtenu entre 1,4 et 5 GeV/c. Aux énergies plus basses il y a désaccord complet ; ne disposant pas de résultats expérimentaux dans cette zone d'énergie Barger n'a pas introduit dans ses calculs les paramètres des résonances de faible masse. Nous avons introduit les valeurs que nous venons de déterminer dans le modèle résonnant. La figure 30 montre que la forme de la courbe est correcte avec toutefois un minimum trop accentué à 1,3 GeV/c et un maximum trop prononcé vers 1,5 GeV/c. Nous n'avons pas poussé plus loin la détermination des paramètres des résonances dans le cadre de ce modèle, car comme nous l'avons signalé au paragraphe la validité de ce modèle a été remise en cause depuis sa mise en oeuvre. Nous avons alors examiné le modèle de Minami et al. Après avoir retrouvé leur ajustement figure 30, nous n'avons pas pu obtenir un ajustement correct des résultats expérimentaux avec la forme de l'amplitude proposée par ces auateurs. Un changement dans les limites d'intégration de la relation 25, n'est pas suffisant ; il faut également retoucher les paramètres des résonances. L'ajustement obtenu par Minami reste purement local et son succès n'est semble-t-il dû qu'à l'augmentation du nombre des paramètres employés.

4 - Conclusion.

De l'étude phénoménologique que nous venons de décrire il ressort immédiatement qu'aucun des modèles proposés n'est vraiment satisfaisant. Le modèle résonnant ajuste bien les résultats expérimentaux de la diffusion élastique $\pi^- p$ entre 0,7 et 3,5 GeV/c d'impulsion du π^- incident mais il reste inopérant à haute énergie. Tout au plus nous permet-il de confirmer la présence des résonances bien établies de Rosenfeld, d'établir la résonance de masse 1860 dans

l'état d'isospin 1/2 et de rejeter la résonance présumée de Carrol. Les tentatives d'associer aux amplitudes définies par le modèle résonnant des amplitudes définies par l'échange d'une trajectoire de Regge ne résistent pas aux critiques fondées qui leur sont faites.

LEGENDE DES FIGURES DU CHAPITRE IV

26. Courbes de Chew et Frantchi.

27. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prédictions des analyses en déphasage du :

    a). C.E.R.N. et Kerkeley.

    b). Glasgow et Saclay.

28. Comparaison de nos résultats expérimentaux et des résultats préliminaires d'une nouvelle analyse en déphasage en cours de réalisation à Saclay.

29. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle résonnant en prenant les valeurs des paramètres des résonances données par Rosenfeld.

30. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions de deux modèles résonnants après changement d'un certain nombre de paramètres de résonance.

31. Comparaison de nos résultats avec les prévisions du modèle d'interférence.

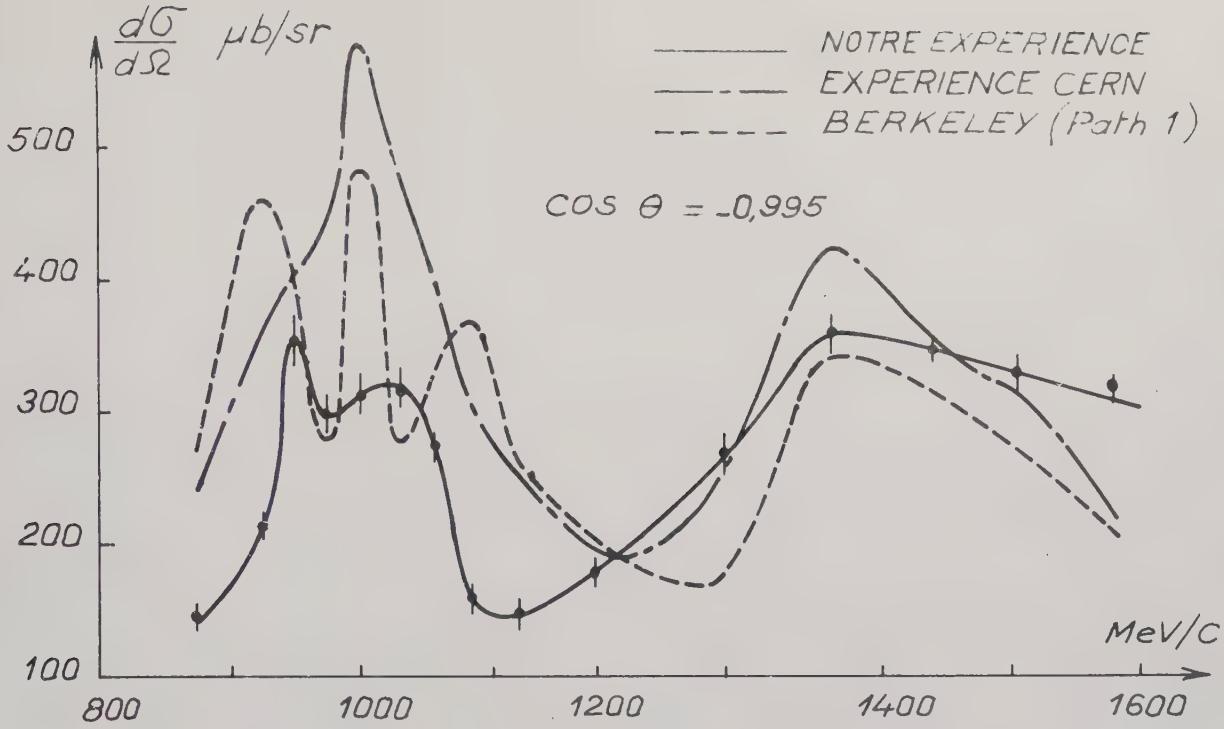


FIG.27A

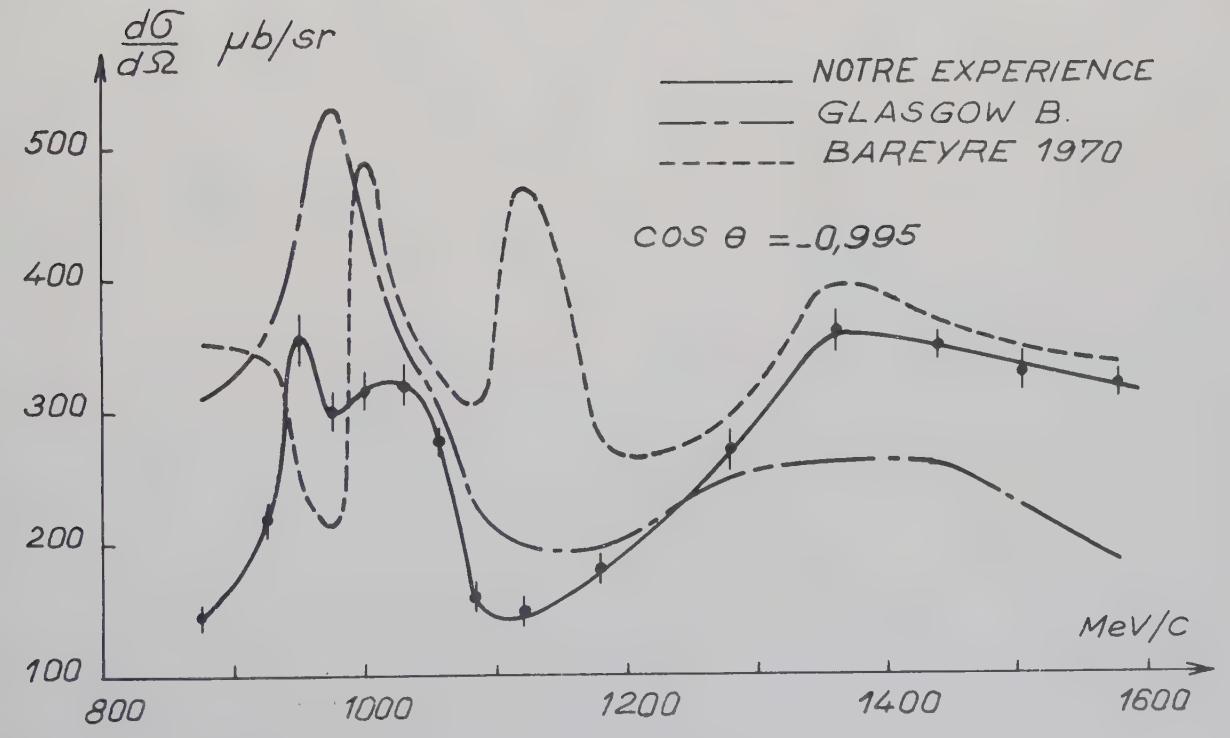


FIG.27B

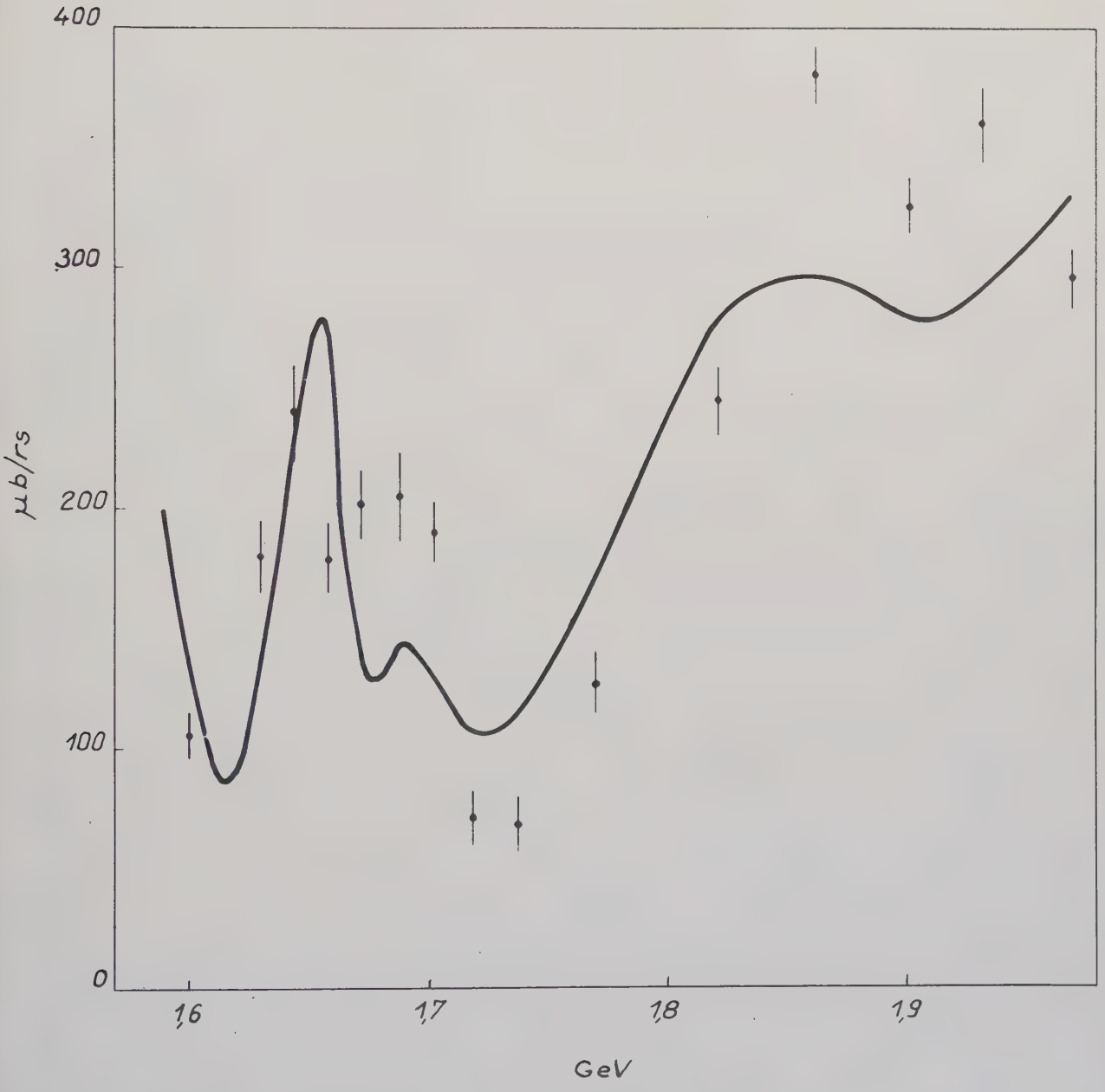


FIG. 28

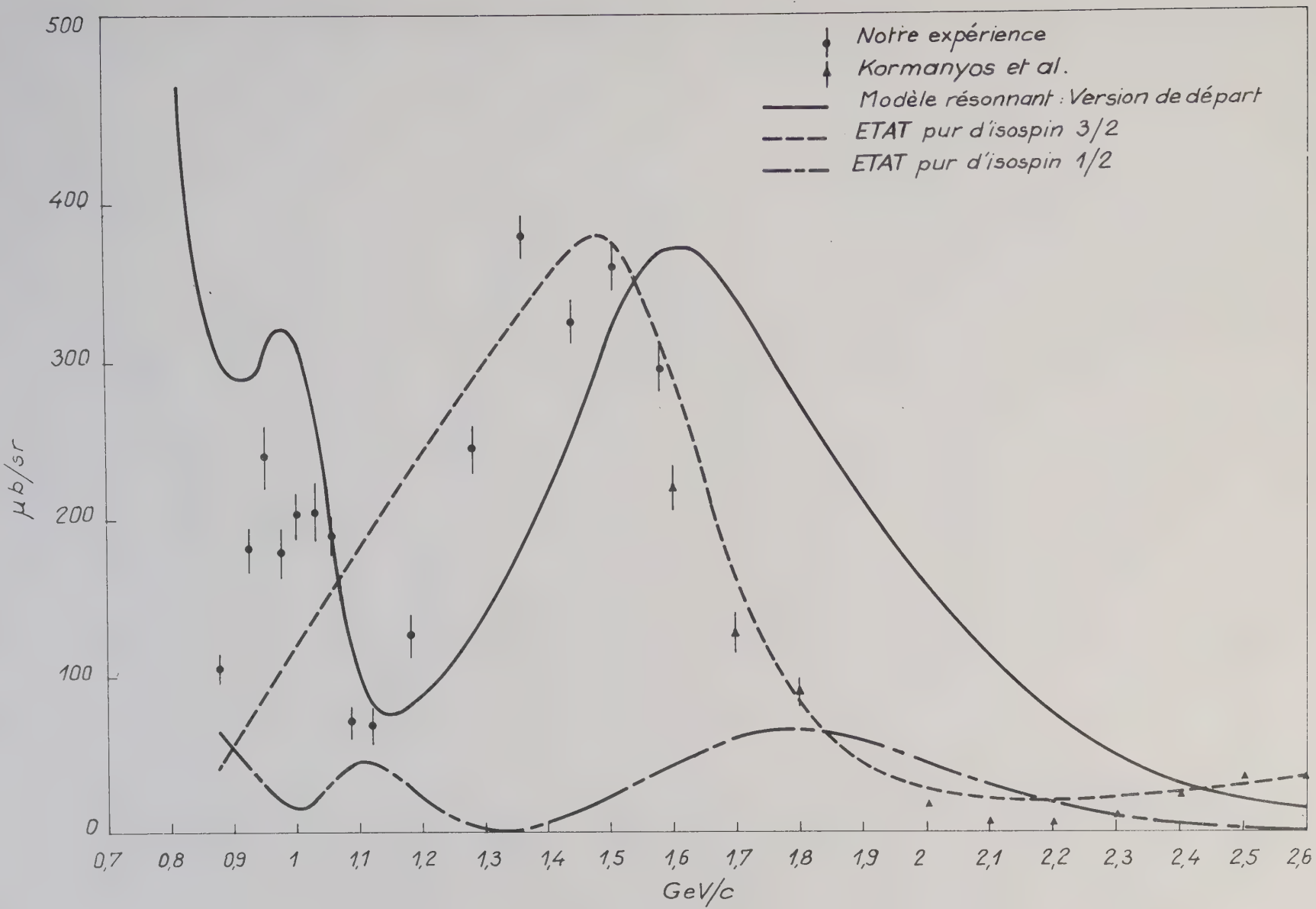

Notre expérience
Kormanyos et al.
Modèle résonnant : Version de départ
ETAT pur d'isospin 3/2
ETAT pur d'isospin 1/2
500
400
300
200
100
0
μb/sr
0,7
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9
2
2,1
2,2
2,3
2,4
2,5
2,6
GeV/c

Fig.29

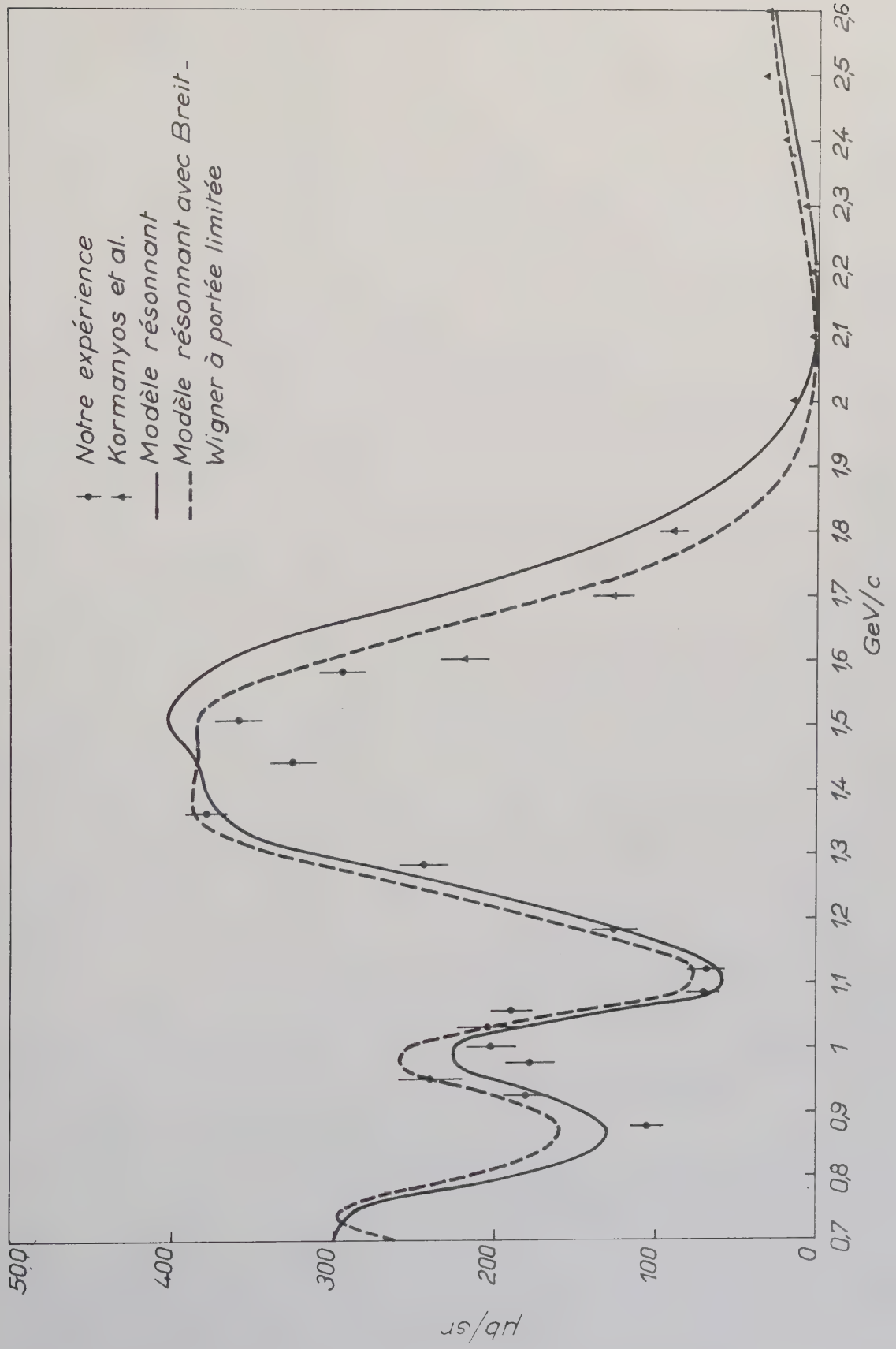

Notre expérience
Kormanyos et al.
Modèle résonnant
Modèle résonnant avec Breit-Wigner à portée limitée
μb/sr
500
400
300
200
100
0
0,7
0,8
0,9
1
1,1
1,2
1,3
1,4
1,5
1,6
1,7
1,8
1,9
2
2,1
2,2
2,3
2,4
2,5
2,6
GeV/c

FIG. 30

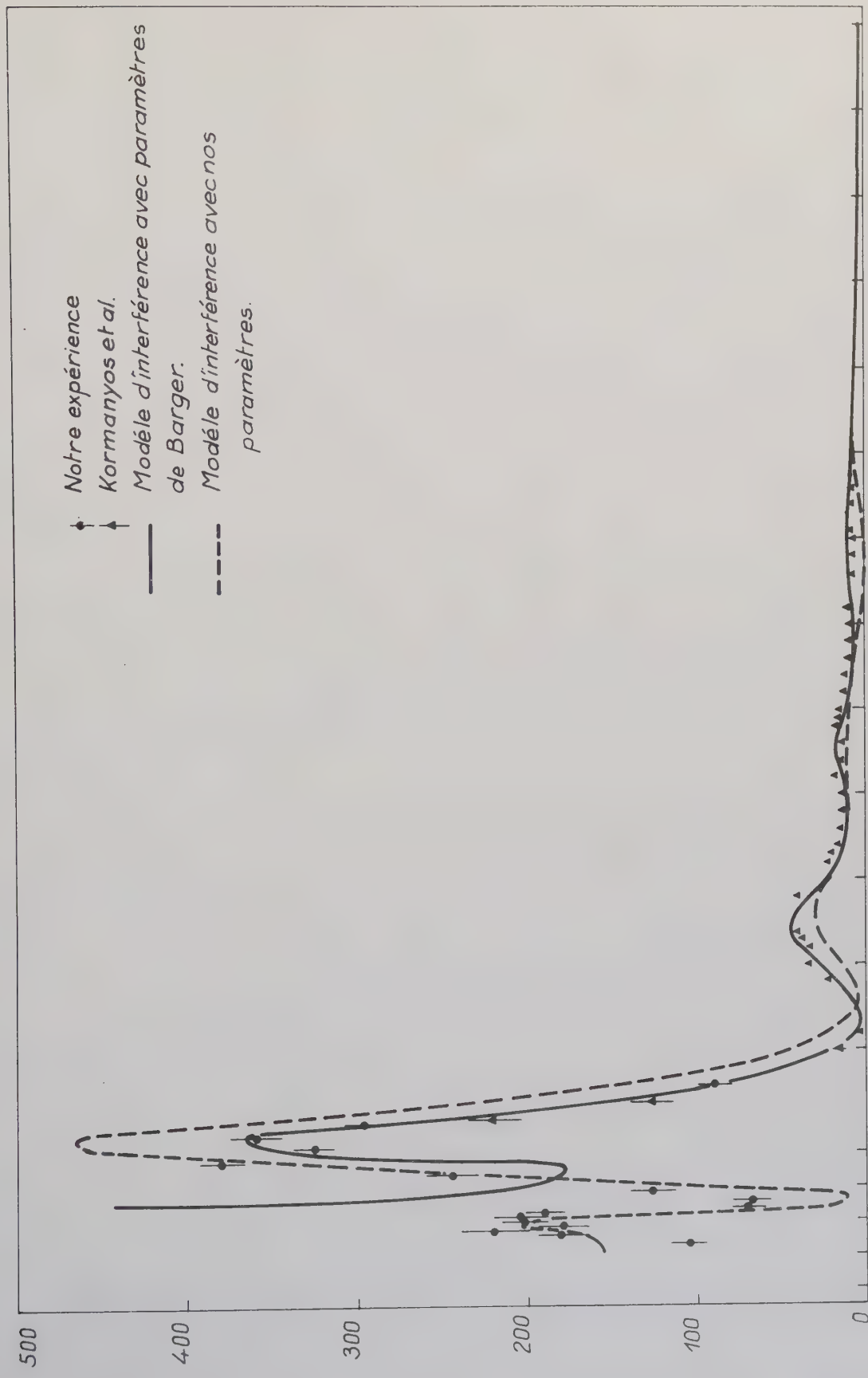

Notre expérience
Kormanyos et al.
Modèle d'interférence avec paramètres de Barger.
Modèle d'interférence avec nos paramètres.
μb/sr
500
400
300
200
100
0
0,6
1
1,4
2
2,5
3
3,5
4
4,5
5
5,5
6
6,5
7
7,5
8
GeV/c

FIG. 31

V - CONCLUSION

A - A l'aide d'un spectromètre comportant des chambres à étincelles à magnétostriction, nous avons mesuré les sections efficaces différentielles élastiques de la réaction $\pi^- p$ pour six intervalles de $\cos\theta$ ($-1 < \cos\theta < -0{,}94$) et quinze valeurs de l'impulsion incidente ($0{,}875 < p_{\pi^-} < 1{,}58$ GeV/c).

B - Nous en avons déduit par extrapolation quadratique les valeurs des sections efficaces différentielles élastiques $\pi^- p$ à 180° dans le système du centre de masse.

C - Nos résultats sont statistiquement compatibles avec les résultats antérieurs de Duke et al [2] et postérieurs d'Aplin et al [32] La comparaison avec les mesures très récentes de Crabb et al [22] met en évidence un éventuel glissement dans la détermination de l'impulsion incidente de l'une des deux expériences.

D - La comparaison de nos résultats avec les prévisions d'un certain nombre de modèles phénoménologiques nous permet de tirer les conclusions suivantes :

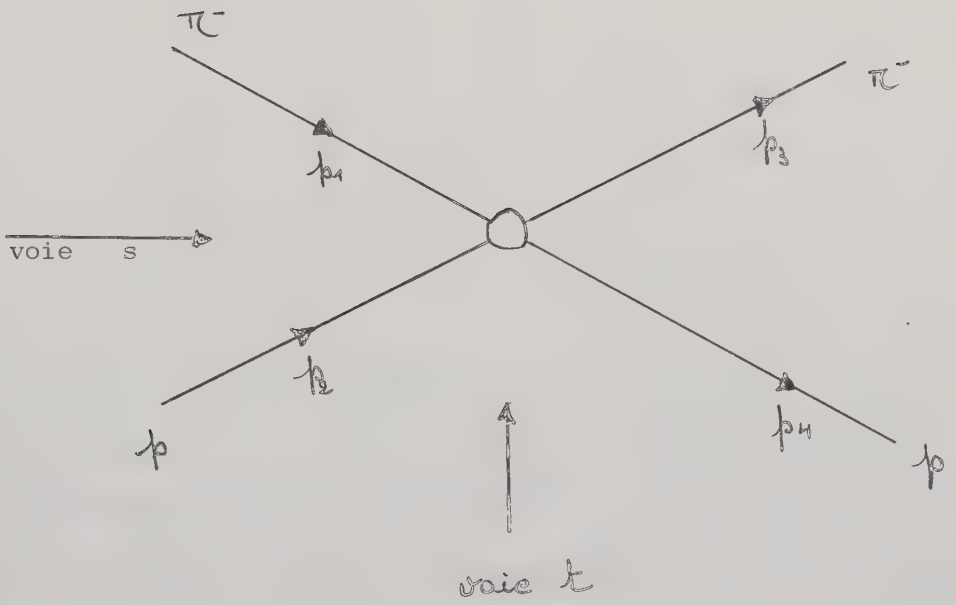
1°). Aucun des modèles proposés ne se révèle réellement satisfaisant.

2°). Le modèle purement résonnant réalise un bon ajustement local et nous permet de confirmer la présence de toutes les résonances habituellement admises, y compris la résonance de masse 1860 dans l'état de spin isotopique 1/2.

3°). Les résultats préliminaires des nouvelles analyses en déphasage effectuées par le groupe Saclay (Ayed et al) présentent un bien meilleur accord avec l'expérience que les résultats obtenus précédemment par les diverses autres analyses.

A N N E X E I

LA NOTATION DE MANDELSTAM



p_1, p_2, p_3 et p_4 sont les quadrivecteurs impulsion respectivement du proton incident, du π entrant, du π sortant et du proton sortant.

Les variables de Mandelstam (invariant de Lorentz) se définissent ainsi :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

où : s est le carré de l'énergie totale dans le centre de masse.

t est le carré du quadrivecteur transfert.

u est le carré du quadrivecteur transfert de la voie croisée.

On a :

$$s + t + u = \sum_{1}^{4} m_i^2$$

$$t = -2 m_p T_p(lab)$$

qui devient pour la diffusion élastique :

$$t = -2K^2 (1 - \cos\theta)$$

où m_p est la masse du proton, $T_p(lab)$ l'énergie cinétique du proton dans le système du laboratoire, K et θ étant respectivement l'impulsion et l'angle de diffusion dans le système du centre de masse.

Les formules correspondantes pour u sont :

$$u = m_\pi^2 + m_p^2 - 2 m_p E_p(lab)$$

$$u = -2K^2 (1 + \cos\theta) + \frac{(m_p^2 - m_\pi^2)^2}{s}$$

où est la masse du π, (Lab) l'énergie totale du proton dans le système du laboratoire.

Le canal s décrit la réaction élastique $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$

Le canal t décrit la réaction d'annhilation $p \bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Le canal u décrit la réaction élastique $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$

avec le tableau de correspondance suivant :

	canal s	canal t	canal u
énergie variable	$s > 0$	$t > 0$	$u > 0$
impulsion variable	$t < 0$	$s < 0$	$u < 0$
impulsion variable de la voie croisée	$u \gtrless 0$	$u < 0$	$s \lessgtr 0$

Les frontières de la région physique étant données par :

1 - énergie variable $\geqslant$ (somme des masses entrantes)^2.

2 - $-1 \leqslant \cos\theta \leqslant 1$

Les sections efficaces élastiques en fonction de t ou u s'expriment dans ce système par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{d\sigma}{du} = \frac{\pi}{K^2}\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]$$

en effet $$dt = du = -2K^2 \sin\theta \, d\theta = -\frac{K^2}{\pi} d\Omega$$

A N N E X E II

RECAPITULATION DES RESULTATS DES MESURES

A - Tableaux 3a à 3o : sections efficaces différentielles élastiques pour cos compris entre -1 et - 0,94.

B - Tableau 4 ; section efficace différentielle élastique extrapolée quadratiquement à 180°.

Tableau 3a

$s = 2{,}562 \ (GeV)^2 \qquad p_\pi(Lab) = 875 \ MeV/c$

Intervalle de $\cos\theta$	$d\sigma/d\pi = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(Gev)^2$	u $(Gev)^2$	$\frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn/$(Gev)^2$
$-1 < \cos < -.99$	145 ± 8	1,049	0,2865	$1{,}722 \pm 0{,}096$
$-.99 < \cos < -.98$	219 ± 11	1,044	0,2812	$2{,}616 \pm 0{,}131$
$-.98 < \cos < -.97$	318 ± 17	1,039	0,2760	$3{,}799 \pm 0{,}203$
$-.97 < \cos < -.96$	456 ± 22	1,033	0,2707	$5{,}448 \pm 0{,}263$
$-.96 < \cos < -.95$	505 ± 28	1,028	0,2654	$6{,}033 \pm 0{,}334$
$-.95 < \cos < -.94$	644 ± 48	1,023	0,2602	$7{,}694 \pm 0{,}573$

Tableau 3b

$s = 2{,}655 \ (Gev)^2 \qquad p_\pi(Lab.) = 925 \ Mev/c$

Intervalle de $\cos\theta$	$d\sigma/d\pi = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	262 ± 13	1,1318	0,2762	$2{,}901 \pm 0{,}144$
$-.99 < \cos < -.98$	460 ± 20	1,1261	0,2705	$5{,}094 \pm 0{,}221$
$-.98 < \cos < -.97$	631 ± 28	1,1204	0,2648	$6{,}988 \pm 0{,}310$
$-.97 < \cos < -.96$	796 ± 35	1,1148	0,2592	$8{,}816 \pm 0{,}388$
$-.96 < \cos < -.95$	913 ± 41	1,1091	0,2535	$10{,}111 \pm 0{,}454$
$-.95 < \cos < -.94$	1230 ± 56	1,1034	0,2478	$13{,}622 \pm 0{,}620$

Tableau - 3c -

$s = 2{,}701\ (GeV)^2$ $\qquad$ P_π (Lab) = 950 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d\pi = f(\cos\theta)$ u-barn/stérad.	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m.barn/ $(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	356 ± 18	1,1734	0,2713	3,803 ± 0,192
$-.99 < \cos < -.98$	521 ± 24	1,1675	0,2654	5,565 ± 0,256
$-.98 < \cos < -.97$	780 ± 36	1,1616	0,2595	8,332 ± 0,384
$-.97 < \cos < -.96$	983 ± 45	1,1558	0,2536	10,500 ± 0,481
$-.96 < \cos < -.95$	1154 ± 54	1,1499	0,2477	12,327 ± 0,577
$-.95 < \cos < -.94$	1376 ± 70	1,440	0,2419	14,698 ± 0,748

Tableau - 3d -

$s = 2{,}748\ (GeV)^2$ $\qquad$ P_π (Lab.) = 975 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d\pi = f(\cos\theta)$ u-barn/stérad.	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn /$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	301 ± 13	1,2149	0,2666	3,105 ± 0,134
$-.99 < \cos < -.98$	508 ± 18	1,2088	0,2605	5,241 ± 0,186
$-.98 < \cos < -.97$	717 ± 26	1,2077	0,2544	7,397 ± 0,268
$-.97 < \cos < -.96$	847 ± 32	1,1966	0,2483	8,738 ± 0,330
$-.96 < \cos < -.95$	971 ± 37	1,1905	0,2422	10,018 ± 0,382
$-.95 < \cos < -.94$	1038 ± 46	1,1844	0,2361	10,709 ± 0,474

Table 3e

$s = 2,794 \ (Gev)^2$ $\quad p_\pi(Lab) = 1000 \ MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/_{d\pi} = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{d\mu} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < Cos < -.99$	316 ± 13	1,2571	0,2620	3,151 ± 0,130
$-.99 < Cos < -.98$	565 ± 20	1,2508	0,2557	5,634 ± 0,199
$-.98 < Cos < -.97$	771 ± 28	1,2445	0,2494	7,688 ± 0,279
$-.97 < Cos < -.96$	1011 ± 36	1,2382	0,2431	10,0_1 ± 0,359
$-.96 < Cos < -.95$	1177 ± 47	1,2319	0,2368	11,736 ± 0,469
$-.95 < Cos < -.94$	1456 ± 84	1,2256	0,2305	14,518 ± 0,837

Table 3f

$s = 2,850 \ (GeV)^2$ $\quad p_\pi(Lab.) = 1030 \ MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/_{d} = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{d\mu} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < Cos < -.99$	322 ± 16	1,3073	0,2566	3,087 ± 0,153
$-.99 < Cos < -.98$	501 ± 22	1,3007	0,2501	4,803 ± 0,211
$-.98 < Cos < -.97$	781 ± 34	1,2942	0,2435	7,488 ± 0,326
$-.97 < Cos < -.96$	949 ± 41	1,2876	0,2370	9,099 ± 0,393
$-.96 < Cos < -.95$	1168 ± 60	1,2811	0,2304	11,199 ± 0,575
$-.95 < Cos < -.94$	1669 ± 127	1,2745	0,2239	16,002 ± 1,217

Tableau - 3g -

$s = 2{,}896\ (GeV)^2$ $\qquad$ p_π (Lab.) = 1055 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d\pi = f(\cos\theta)$ u-barn/stérad.	- t $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m.barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	275 ± 12	1,3496	0,2524	2,554 ± 0,111
$-.99 < \cos < -.98$	455 ± 17	1,3429	0,2457	4,225 ± 0,158
$-.98 < \cos < -.97$	648 ± 25	1,3361	0,2389	6,018 ± 0,232
$-.97 < \cos < -.96$	781 ± 30	1,3294	0,2321	7,253 ± 0,279
$-.96 < \cos < -.95$	947 ± 41	1,3225	0,2254	8,795 ± 0,381
$-.95 < \cos < -.94$	1203 ± 77	1,3158	0,2186	11,172 ± 0,715

Tableau - 3h -

$s = 2{,}953\ (GeV)^2$ $\qquad$ p_π (Lab.) = 1085 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d = f(\cos\theta)$ u-barn/stérad.	- t $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	160 ± 9	1,4002	0,2474	1,432 ± 0,081
$-.99 < \cos < -.98$	374 ± 16	1,3932	0,2404	3,348 ± 0,143
$-.98 < \cos < -.97$	531 ± 23	1,3862	0,2334	4,753 ± 0,206
$-.97 < \cos < -.96$	716 ± 30	1,3792	0,2263	6,409 ± 0,268
$-.96 < \cos < -.95$	858 ± 41	1,3722	0,2193	7,680 ± 0,367
$-.95 < \cos < -.94$	1030 ± 84	1,3652	0,2123	9,219 ± 0,752

Table 3i

$s = 3,017 \quad (GeV)^2 \qquad p_\pi(Lab) = 1120 \quad MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d$ = f(cos θ) μ-barn/sterad	- t $(GeV)^2$	μ $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{d\mu}$ = f (μ) m-barn/$(GeV)^2$
-1 < Cos < -.99	149 ± 10	1,4599	0,2419	1,279 ± 0,086
-.99 < Cos < -.98	323 ± 16	1,4526	0,2345	2,773 ± 0,137
-.98 < Cos < -.97	524 ± 25	1,4453	0,2272	4,499 ± 0,215
-.97 < Cos < -.96	726 ± 33	1,4380	0,2199	6,233 ± 0,283
-.96 < Cos < -.95	971 ± 60	1,4307	0,2126	8,337 ± 0,515
-.95 < Cos < -.94	1281 ± 123	1,4233	0,2053	10,998 ± 1,056

Table 3j

$s = 3,129 \quad (GeV)^2 \qquad p_\pi(Lab) = 1180 \quad MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d$ = f(Cos θ) μ-barn/sterad	- t $(GeV)^2$	μ $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{d\mu}$ = f (μ) m-barn/$(GeV)^2$
-1 < Cos < -.99	181 ± 11	1,5625	0,2328	1,452 ± 0,088
-.99 < Cos < -.98	300 ± 16	1,5547	0,2250	2,407 ± 0,128
-.98 < Cos < -.97	416 ± 22	1,5469	0,2171	3,337 ± 0,176
-.97 < Cos < -.96	565 ± 29	1,5391	0,2093	4,532 ± 0,233
-.96 < Cos < -.95	582 ± 31	1,5312	0,2015	4,669 ± 0,249
-.95 < Cos < -.94	703 ± 41	1,5234	0,1936	5,639 ± 0,329

Tableau 3k

$s = 3,316 \ (GeV)^2$ $\quad p_\pi(Lab) = 1280 \ MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/_d = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	270 ± 12	1,7354	0,2191	1,950 ± 0,087
$-.99 < \cos < -.98$	384 ± 16	1,7267	0,2104	2,774 ± 0,116
$-.98 < \cos < -.97$	467 ± 21	1,7180	0,2017	3,373 ± 0,152
$-.97 < \cos < -.96$	498 ± 25	1,7093	0,1930	3,597 ± 0,181
$-.96 < \cos < -.95$	579 ± 40	1,7006	0,1843	4,182 ± 0,289
$-.95 < \cos < -.94$	666 ± 83	1,6919	0,1756	4,810 ± 0,599

Tableau 3 l

$s = 3,465 \ (GeV)^2$ $\quad p_\pi(Lab) = 1360 \ MeV/c$

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/_d = f(\cos\theta)$ μ-barn/sterad	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m-barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	361 ± 12	1,8749	0,2091	2,413 ± 0,080
$-.99 < \cos < -.98$	353 ± 14	1,8655	0,1997	2,360 ± 0,094
$-.98 < \cos < -.97$	313 ± 15	1,8561	0,1903	2,092 ± 0,100
$-.97 < \cos < -.96$	387 ± 19	1,8467	0,1809	2,587 ± 0,127
$-.96 < \cos < -.95$	380 ± 20	1,8373	0,1715	2,540 ± 0,134
$-.95 < \cos < -.94$	351 ± 23	1,8279	0,1621	2,346 ± 0,154

Tableau - 3m -

$s = 3,614$ $(GeV)^2$ $\quad p_\pi$ (Lab.) = 1440 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d$ = f(cos θ) u-barn/stérad.	- t $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{du}$ = f(u) m.barn/$(GeV)^2$
- 1. < Cos < -.99	353 ± 11	2,0148	0,2000	2,196 ± 0,068
-.99 < Cos < -.98	386 ± 14	2,0046	0,1899	2,401 ± 0,087
-.98 < Cos < -.97	351 ± 15	1,9945	0,1798	2,183 ± 0,093
-.97 < Cos < -.96	333 ± 17	1,9844	0,1697	2,071 ± 0,106
-.96 < Cos < -.95	221 ± 14	1,9743	0,1596	1,375 ± 0,087
-.95 < Cos < -.94	191 ± 17	1,9642	0,1495	1,1188 ± 0,106

Tableau - 3n -

$s = 3,736$ $(GeV)^2$ $\quad p_\pi$ (Lab.) = 1505 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/d$ = f(cos θ) u.barn/stérad.	- t $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\|t\|} = \frac{d\sigma}{du}$ = f (u) m.barn/$(GeV)^2$
- 1 < Cos < -.99	331 ± 13	2,1292	0,1930	1,948 ± 0,076
-.99 < Cos < -.98	338 ± 15	2,1185	0,1823	1,990 ± 0,086
-.98 < Cos < -.97	300 ± 17	2,1078	0,1716	1,766 ± 0,100
-.97 < Cos < -.96	292 ± 18	2,0972	0,1610	1,714 ± 0,106
-.96 < Cos < -.95	222 ± 17	2,0865	0,1503	1,307 ± 0,100
-.95 < Cos < -.94	282 ± 25	2,0758	0,1396	1,660 ± 0,147

Tableau - 3o -

$s = 3,876$ $(GeV)^2$ $\qquad\qquad$ p_π (Lab.) = 1580 MeV/c

Intervalle de Cos θ	$d\sigma/_d = f(\cos\theta)$ u.barn/stérad.	$-t$ $(GeV)^2$	u $(GeV)^2$	$\frac{d\sigma}{d\lvert t\rvert} = \frac{d\sigma}{du} = f(u)$ m.barn/$(GeV)^2$
$-1 < \cos < -.99$	318 $\pm$ 10	2,2618	0,1854	1,762 $\pm$ 0,055
$-.99 < \cos < -.98$	355 $\pm$ 13	2,2504	0,1741	1,967 $\pm$ 0,072
$-.98 < \cos < -.97$	331 $\pm$ 14	2,2391	0,1628	1,834 $\pm$ 0,077
$-.97 < \cos < -.96$	301 $\pm$ 16	2,2277	0,1515	1,668 $\pm$ 0,089
$-.96 < \cos < -.95$	238 $\pm$ 15	2,2164	0,1401	1,319 $\pm$ 0,083
$-.95 < \cos < -.94$	176 $\pm$ 17	2,2051	0,1288	0,975 $\pm$ 0,094

Tableau - 4 -

Impulsion MeV/c	875	925	950	975	1000	1030	1055	1085
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$/180° ub/sr	105 ±11	181 ±15	241 ±20	179 ±15	203 ±15	205 ±18	190 ±13	71 ±11
Impulsion MeV/c	1120	1180	1280	1360	1440	1505	1580	
$\frac{d\sigma'}{d\Omega}$ 180° ub/sr	68 ±12	127 ±13	245 ±14	380 ±13	326 ±12	360 ±15	296 ±12	

R E F E R E N C E S

1. S.W. Karmanyos et al. Phys. Rev. 164 (1967) 1661.
2. P.J. Duke et al. Phys. Rev. 149 (1966) 1077.
3. V.Barger et al. Phys. Rev. 155 (1967) 1792.
4. J.M. Abillon et al. Rev. Phys. App. 4 (1969) 313.
5. A. Katz et al. Rev. Phys. App. 4 (1969) 113.
6. J.M. Abillon et al. Phys. Letters 32 B8 (1969) 712.
7. Magfit 3 Rapport C.E.R.N. 66-17.
8. Boeck C.E.R.N. Library.
9. P.S. Aplin et al. Rutherford Laboratory Report RPP/4/44.
10. W.R. Frisken et al. Phys. Rev. Letters 15, (1965) 313.
11. R. Heinz et al. Phys. Rev. Letters 14, (1965) 1091.
12. R. Dolen et al. Phys. Rev. Letters 19, (1967) 402.
13. C.B. Chiu et al. Nuo. Cim. 56 A (1968) 805.
14. S. Minami et al. Nuo. Cim. lettere IN 11 (1969) 531.
15. A.S. Carrol et al. Phys. Rev. Letters 20, (1968) 607.
16. R. Shanta Nuo. Cim. LXXA, n.1 (1970) 12.
17. G.F. Chew et al. Phys. Rev. Letters 7, (1961) 394.
18. V. Singh Phys. Rev. 129, (1963) 1889.
19. O.Z. Freedman et al. Phys. Rev Letters 17, (1966) 569.
20. π-N partial wave amplitudes, particle data group O.J. Herndon et al. VCRL-20030 N (1970).
21. A. Patiou rapport interne (P.A.M.) Collège de France.
22. D.G. Crabb et al. Phys. Rev. Letters 27 (1971) 4.

23. Review of particle properties Phys. Letters 33 B 1 (1970).

24. voir référence 25.

25. G. Giacomelli C.E.R.N. NP internal report 70-11.

26. Donnachie et al. Phys. Letters 26 B (1968) 161.

27. Johnson et al. UCRL-17683 (1967).

28. Davies à paraître.

29. R. Ayed et al. Phys. Letters 31 B (1970) 598.

30. J.M. Abillon Thèse Paris (à paraître).

31. R. Ayed et al. à paraître.

32. Aplin et al Nuclear Physics B 32 (1971) 1.

33. T. Leray Thèse Orsay 1966.

34. R.H. Dalitz Am. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 339.

35. J.M. Blatt et V.F. Weisskopf theoretical nuclear physics (John Wiley et sons, New-York 1952).

36. Voir référence 25.

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur PERRIN de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Naturellement, ce travail n'est pas le fruit d'un seul. Je tiens à remercier particulièrement Messieurs J.M. ABILLON, M. CROZON, et Th. LERAY dont l'action et les idées ont joué un rôle essentiel dans la conduite de l'expérience et de son interprétation. Ma reconnaissance va également à Messieurs A. BORG et JP MENDIBURU pour l'aide efficace qu'ils ont apporté aussi bien pendant les longues périodes de mise en place et de mesure que lors du dépouillement des résultats. Je remercie aussi tous ceux qui ont assuré la mise en place de l'expérience et sa maintenance,

- Messieurs J.P. JOBEZ, A. PATIOU et D. POUTOT pour la construction mécanique des chambres à étincelles,

- Messieurs R. BRUERE-DAWSON, P. MARQUESTE, M. RABANY, et J.P. TURLOT pour l'électronique de décodage des chambres,

- Messieurs R. KATZ et SEGALAS pour la programmation et la liaison avec le calculateur en ligne,

- Messieurs R. DUMAYE et H. PHILIPPE pour la logique de déclenchement.

Ma reconnaissance va également à Mesdames A. LEMAIRE, D. PIETE et G. MASSEI qui, avec diligence et gentillesse ont assuré la dactylographie et la mise en page de ce texte. Je remercie aussi Messieurs BONIERBALE et JOBEZ qui se sont chargé de dessiner et photographier les nombreuses figures.

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI
11, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE
Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTORAT ES SCIENCES

THESE DE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

NOM : M. TOCQUEVILLE

Prénoms : JACQUES

né le 16 AOUT 1936 à MONTIVILLIERS Dépt : SEINE MARITIME

1ère THESE : Mesure des sections efficaces différentielles élastiques $\pi^- p$ entre 0,875 et 1,58 Gev/c

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

Vu et Approuvé

PARIS, le 25 fevrier 1972

Le Président

de l'Université de PARIS VI

3e c. 71-14